



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공학석사 학위논문

금속 평행판 도파로를 통한 테라파의 전파 특성

Propagation Properties of Terahertz radiation
Through a metal parallel-plate waveguide



지도 교수 전태인

2009년 2월

한국해양대학교 대학원

전기전자공학과 이 의 수

本 論文을 李義秀의 工學碩士 學位論文으로 認准함

위원장 장 낙 원



위 원 서 동 환



위 원 전 태 인



2008년 12월

한국해양대학교 대학원

목 차

Abstract

제 1 장 서 론	1
1. 1 “테라헤르츠”	1
1. 2 금속 평행판 도파로(PPWG)	2
1. 3 실험 측정 장치도	3
제 2 장 PPWG를 통한 단일·다중 모드 전파 특성	6
2. 1 관련 이론	6
2.1.1 TM 모드 (E_x, E_z, H_y)	7
2.1.2 TE 모드 (H_x, H_z, E_y)	11
2.1.3 Even / Odd Mode	13
2. 2 단일 모드(Single-mode) 전파, TEM(TM ₀) / TE ₁	14
2.2.1. Reference 측정	14
2.2.2. 단일 모드, TEM(TM ₀)	14
2.2.3. 단일 모드, TE ₁	16
2. 3 다중 모드(Multi-mode) 전파, TM _m / TE _m	17
2.3.1. 다중 모드, TM _m	17
2.3.2. 다중 모드, TE _m	19
2. 4 다중 모드 전파 분석	20
2.4.1. Spectrochronography	20
2.4.2. Fitting	22

제 3 장	THz 포토닉스 (Photonics)	24
3. 1	Filter	24
3. 2	표면 플라즈몬 폴라리톤 (Surface Plasmon Polaritons)	25
3.2.1	“Surface Plasmon Polaritons”	25
3.2.2	SPPs의 수식적 유도	27
3. 3	PPWG를 이용한 SPPs의 여기 및 전파 특성 연구	30
3.3.1	실험 장치도	30
3.3.2	측정된 SPPs의 전파 특성 분석	31
제 4 장	FDTD를 이용한 THz 전자기파의 전파 특성 해석(시뮬레이션)	41
4. 1	Finite-Difference Time-Domain(FDTD)란?	41
4. 2	FDTD 시뮬레이션	47
4.2.1	Source : 가우시안 펄스	49
4.2.2	PML : 흡수 경계 영역	50
4.2.3	TM _m , 다중 모드 (평행판 간격 360 μ m) 시뮬레이션	52
4.2.4	slit이 존재하는 금속관을 진행하는 테라파 전파 특성 시뮬레이션	55
제 5 장	결 론	58
참고 문헌		60

그 립 목 차

그림 1.1	전자기파 스펙트럼	1
그림 1.2	금속 평행판 도파로 실험 장치도	3
그림 1.3	(a) Silicon Lens (b) PPWG block	4
그림 1.4	(a) 스넬의 법칙을 이용한 빔 경로 (b) (a) Silicon Lens의 우측면에 포커싱된 빔 위치	5
그림 2.1	평행판 도파로, TM	7
그림 2.2	평행판 도파로, TE	11
그림 2.3	다이폴 안테나와 Odd, Even 필드 분포	13
그림 2.4	(a) Reference 신호(점선)와 갭 103um의 TEM, 단일 모드 신호 (b) 각 신호의 스펙트럼 크기, 세로 점선은 차단주파수	14
그림 2.5	(a) 간격 103 μm , TEM / TM / TE 모드 흡수율 (b) 간격 103 μm , 위상 속도(phase velocity)와 군속도(group velocity)	15
그림 2.6	(a) 간격 103um의 TE, 단일 모드 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기	16
그림 2.7	(a) 간격 360um의 TM _m , 다중 모드 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기	17
그림 2.8	(a) 간격 360 μm , 위상 속도(phase velocity)와 군속도(group velocity) (b) 간격 360 μm , TEM / TM / TE 모드 흡수율	18
그림 2.9	(a) 간격 360um의 TE _m , 다중 모드 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기	19
그림 2.10	간격 360um (a) TE _m , 다중 모드 신호 (b) TM _m , 다중 모드 신호	21
그림 2.11	다중 모드의 120psec~160psec 신호의 스펙트럼 크기 (a) TE _m (b) TM _m / (c) 간격 360 μm 의 TE _m , TM _m 군속도 그래프	21
그림 2.12	(a) 간격 360um의 TM _m , 다중 모드 신호, 점선은 fitting 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기, 점선은 fitting 신호	23

그림 2.13	(a) 간격 360um의 TE _m , 다중 모드 신호, 점선은 fitting 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기, 점선은 fitting 신호	23
그림 3.1	위. 간격 300 μ m의 TM _m 다중 모드가 발생된 스펙트럼 중간. 간격 130 μ m의 TE ₁ 단일 모드가 발생된 스펙트럼 아래. 두 PPWG를 통과한 필터된 스펙트럼	24
그림 3.2	(a) 금속과 유전체 사이에서 전하밀도 진동 (b) 표면으로 멀어지면 지수적으로 감소하는 전계	25
그림 3.3	(a) SPPs 분산 그래프 (b) 구조로 인한 SPPs 분산 그래프	26
그림 3.4	금속의 경계면에 수직 성분, SPPs의 E_z 필드 분포 그래프 (a) 광학 영역 (b) THz, Microwave 영역 (c)(b)의 필드 분포가 금속판에 hole에 의해 필드가 안쪽까지 존재함	26
그림 3.5	금속-유전체 간의 SPPs 필드 유도	27
그림 3.6	(a) SPPs 유도를 위한 PPWG 장치도 (b) 금속판 위에 가공된 사각형 구조의 샘플 디자인	30
그림 3.7	(a) 샘플 사이즈, px 길이를 변화 (b) px 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기	31
그림 3.8	(a) 샘플 사이즈, dx 길이를 변화 (b) dx 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기	32
그림 3.9	(a) 샘플 사이즈, py 길이를 변화 (b) py 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기	33
그림 3.10	(a) 샘플 사이즈, dy 길이를 변화 (b) dy 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기	34
그림 3.11	(a) 샘플 길이 성분 px, dx, py, dy와 공진(resonance) 관계 (b) 금속판 위에 가공된 사각형 구조의 샘플 디자인	35
그림 3.12	샘플 No. 1-400 μ m 위를 통과한 SPPs 스펙트럼 및 Bragg reflection 주파수	35
그림 3.13.	샘플 No. 1-400 μ m 위를 통과한 SPPs의 시간영역 신호와 Bragg reflection	36
그림 3.14	(a) Block에 의한 반사를 확인하기 위한 PPWG 장치도 (b) 25개 slit 중, 3번째 slit이 제거된 샘플	37

그림 3.15 PPWG의 우측면에 두께 $500\mu\text{m}$ 의 Blade 유무에 따른 시간영역 데이터	37
그림 3.16 slit의 아래 부분으로의 테라파 진행 여부를 확인하기 위한 PPWG 장치도	38
그림 3.17 측정된 신호들의 스펙트럼 비교 (a) Reference, slit이 없는 부분 (b) slit의 위아래 통과 (c) slit의 위만 통과 (d) slit의 아래만 통과	38
그림 3.18 (a) 수직을 이용하여 두 신호간의 시간(거리) 간격을 조절한 시간영역 신호 (b) 두 신호간의 위상(거리)차에 따른 스펙트럼 영역에서의 다양한 peak 모양	39
그림 4.1 Yee가 제안한 3차원 기본격자 구조와 Maxwell의 미분 방정식	42
그림 4.2 Leap-frog algorithm, 1차원 공간과 시간의 FDTD화	42
그림 4.3 해석 영역의 최외각 경계 부분에서의 무반사, 흡수 성질을 가지는 PML	45
그림 4.4 FDTD의 기본적인 시뮬레이션 실행도	47
그림 4.5 Source로 사용된 가우시안 펄스 (a) 수식 (b) 비교 실험 데이터	49
그림 4.6 자계 소스 여기 후, Time steps=300일 때의 전자계 필드 값 (a) E_x (b) E_y (c) H_z (d) Source	50
그림 4.7 자계 소스 여기 후, Time steps=1000일 때의 전계 필드 값 (a) E_x (b) E_y 해석 공간(110, 170) 지점의 Time steps = 0~2000 전계 필드 값 (c) $E_x(110, 170)$ (d) $E_y(110, 170)$	51
그림 4.8 PPWG내의 전계 E_y 필드 값(입구면에 실리콘 렌즈를 부착) (a) Step = 250 (b) Step = 1000 (c) Step = 3000 (d) Step = 9000 (e) Step = 10000 (f) Step = 13000 (g) Step = 16000 (h) Step = 20000	52
그림 4.9 FDTD 시뮬레이션 전개도	53
그림 4.10 TM_m , 다중 모드 시뮬레이션 (a) 시간 영역 신호 (25000개) (b) 스펙트럼 크기	53

그림 4.11 시간영역 데이터(22000~25000data)	
(a) 전체 데이터 취득 (b) 비대칭 일부 데이터 취득	54
(c) (a)의 스펙트럼 크기 (d) (b)의 스펙트럼 크기	
그림 4.12 FDTD 시뮬레이션 전개도	55
그림 4.13 FDTD 시뮬레이션, (전계의 세기)	55
그림 4.14 실험 데이터(실선)와 FDTD 시뮬레이션 데이터(점선) 비교	
(a) 시간 영역 (b) 스펙트럼 영역	56
그림 4.15 시간의 흐름에 따라 금속 위를 진행하는 SPPs의 전계(E_y) 분포	56
(a,b,c)	
그림 4.15 시간의 흐름에 따라 금속 위를 진행하는 SPPs의 전계(E_y) 분포	57
(d,e,f)	

표 목 록

표 1. 각 모드별 결합된 에너지 비율	22
표 2. $50\mu m$ 두께의 금속판에 디자인되는 사각형 hole 사이즈	30
표 3. main pulse와 reflection pulse간의 거리차에 따른 위상차	40

Abstract

We investigated the propagation of single- and multi-mode terahertz (THz) radiation for various gap sizes a parallel-plate waveguide (PPWG) and polarizations of the incoming THz field. Single TEM (TM_0) and TE_1 modes within the 4-THz frequency range propagated through a waveguide with a $103\mu m$ plate separation. Multi TE and TM modes were observed for a $360\mu m$ separation. High-order modes have a very high group velocity dispersion near the cutoff frequencies, which causes extensive pulse reshaping and broadening in addition to multimode interference in the time and frequency region. The majority dominant mode is TE_1 (97.96%) and TM_0 (81.61%) modes because the lowest mode has a small absorption and an incident even field pattern. Because each mode has different transmission and coupling coefficients, absorption, and propagation constant, the theoretical calculation for the total TM or TE modes requires a summation of the components. The theoretical calculation and the measured data fit well in the frequency and time domain.

The high pass filtering effects using TE_1 mode in which blocks off the signal under the cutoff frequency were also investigated. The well filtered signal from TM multi-mode was also observed. And the experiment at (spoof) surface plasmon polaritons (SPP) with PPWG system was performed. The several rectangular and slit holes on the stainless steel sheet with $50\mu m$ thickness were perforated. The resonance signals of SPP known as Bragg reflection were observed. Using the period of rectangular holes and slits, the polarity of the detected resonance signal was explained as the phase differences between the main pulse and resonance pulses. The experiment results show that SPPs propagate the upper and under the metal sheet through holes.

The propagation of TM multi-mode terahertz radiation through PPWG with the gap size of $360\mu m$ was simulated using the finite-difference time-domain (FDTD) method. The simulation data could explain the difference

between the experimental data and the theoretical calculation. Also the experiment of SPP's Bragg reflections by slits was simulated. The simulation shows that how THz wave propagates and reflects in the slits. The results of FDTD simulation fit well with the experimental data and the theoretical calculation.



제 1 장 서 론

1. 1 “테라헤르쯔”

테라헤르쯔(terahertz, 이하 THz, 테라) 영역은 그림 1.1과 같이 전자기파 스펙트럼 영역에서 마이크로웨이브 영역과 적외선 영역 사이, 일반적으로 0.1THz~10THz (λ : 3mm~30 μ m, E: 0.413meV~41.356meV) 에 해당하는 파를 말한다.

최근 까지, 전자기파 스펙트럼에서의 이 영역은 안정된 발생 소스 제공의 어려움으로 인하여 그 연구와 응용에 있어 어려움을 겪었다. 이로 인해, 이 보다 낮은 주파수 영역의 전기적인 기반을 둔 소스(예. 트랜지스터)와 더 높은 주파수 영역의 광학에 기반을 둔 소스(예. 레이저) 사이에서 이 주파수대를 ‘Terahertz Gap’ 이라고 불리었다. 이 후, 안정된 펨토초(femto second, 1fs=10⁻¹⁵초) 광 펄스(optical pulse)의 제공 및 반도체 공학의 발달에 힘입어 현재, 새로운 과학기술 분야의 하나로 자리 잡고 공업, 의료, 바이오, 농업, 안전 분야 등 다양한 분야에서 연구·응용되고 있다.

테라파는 적외선이 가지는 직진성과 마이크로웨이브가 가지는 다양한 비전도성 물질, 옷, 종이, 나무, 플라스틱, 벽돌 등을 투과하는 독특한 특성을 가진다. 반면, 물질의 원자나 분자를 이온화 시키는 X선 파는 달리 그 에너지가 낮아서 투과하는 물질을 파괴 시키지 않는 비이온화(non-ionizing), 비파괴 특성을 가진다. 그리고, 물에 잘 흡수되는 성질을 가짐에 따라 지구의 대기는 강력한 흡수체로 통신 분야의 사용에 있어 그 한계를 갖도록 하지만, 근거리 통신 및 이를 이용한 바이오 센서, 이미징 등의 다양한 분야에서 그 응용, 또한 가능하다.

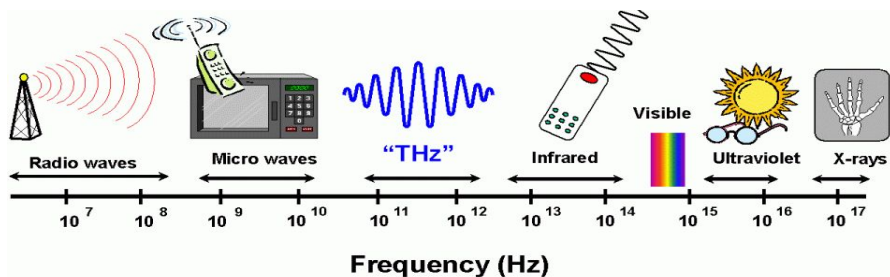


그림 1.1 전자기파 스펙트럼

1.2 금속 평행판 도파로 (Metal Parallel-Plate Waveguide)

현재, 활발하게 연구되고 있는 THz 대역의 광원 및 검출 소자와 함께 테라파의 실질적인 응용에는 반드시 수동소자의 개발이 필요하다. 하지만, 아직까지 THz 집적회로를 구성하는데 매우 중요한 역할을 하게 될, 도파로, 분배기, 필터, 공진기 등과 같은 THz 수동소자의 연구가 미흡하다. 특히, 도파로의 경우 기판 내부나 기판들 사이에서의 근거리 전송 및 장비들 간의 전송에 있어서 반드시 개발되어야 할 부품이다.

최근, 여러 형태의 도파관 즉, circular¹, rectangular², single-crystal sapphire fibers³, plastic ribbon planar⁴ 등을 통한 테라파의 전파 특성 실험을 통해 이를 단일, 다중 모드의 결합과 전파가 가능함을 보였다. 하지만, 이러한 도파관들은 차단 주파수 근처에서 매우 높은 군속도 분산(group velocity dispersion)을 가짐에 따라 짧은 시간 내의 전파가 불가능하며 또한 차단 주파수의 존재로 인하여 좁은 스펙트럼 영역 만을 가지게 된다. 반면, coplanar transmission line⁵, coaxial cable⁶ 등을 통한 전파에서 군속도 분산이 없는 TEM 단일 모드의 전파가 가능함을 보였지만, 복사 및 전도 손실, 유전체에 의한 손실 등이 존재함을 알 수 있었다.

반면, 금속 평행판 도파로(Metal Parallel-Plate Waveguide, 이하 PPWG)는 금속판의 간격과 필드 방향에 따라 군속도 분산이 없는 저손실의 횡전자계(TEM) 단일 모드의 전파가 가능하며⁷⁻⁸, 평행판 사이에 에너지를 집중, 도파 시킬 수 있다. 이러한 PPWG의 전파 특성을 이용하여 최근 THz 분광학^{9,10}, Biosensing¹¹, THz photonic waveguide^{12,13}, THz surface plasmon¹⁴ 등 다양한 분야에서 연구가 진행 중이다.

본 논문에서는 먼저, PPWG를 통한 테라파의 단일, 다중 모드 전파 특성을 실험 및 분석하고 이 중, TE₁ 모드의 High Pass Filter 특성을 이용하여 필터링(filtering) 실험을 실시하였다. 그리고, PPWG를 통해 도파된 저손실, 분산이 없는 단일 횡전자계(TEM) 모드의 테라파를 이용하여 (Spoof) Surface Plasmon Polaritons을 유도, 그 전파 특성을 연구하였다. 끝으로 FDTD (Finite-Difference Time-Domain) method를 이용하여 앞서 실시한 실험을 시뮬레이션 한 후, 실제 데이터와 비교 및 분석 하였다.

1.3 실험 측정 장치도

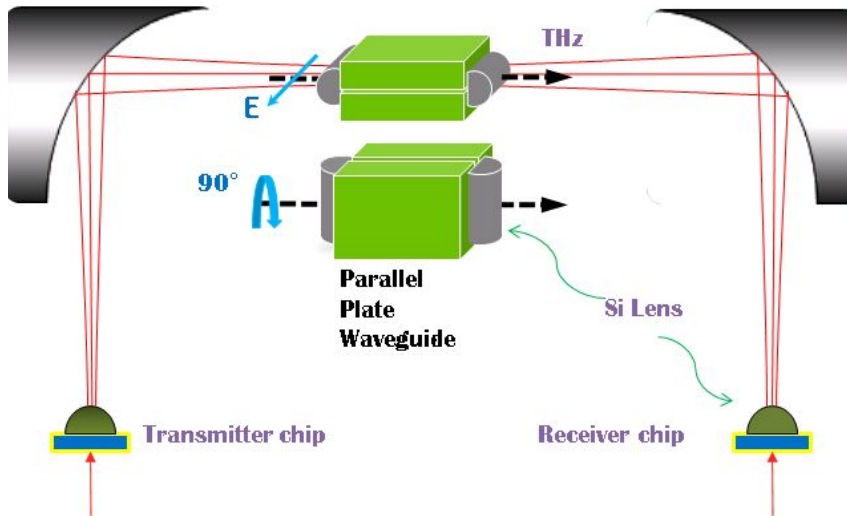


그림 1.2 금속 평행판 도파로 실험 장치도

그림 1.2는 본 실험에서 사용된 실험 장치도이며 일반적으로 광도전성 안테나(photoconductive antenna)를 사용하는 THz-Spectroscopy(테라헤르츠 분광법) 시스템과 같으며 테라파가 진행되는 두 parabolic mirror 사이에 샘플 대신에 PPWG를 위치시켜 실험을 실시하였다.

Ti:sapphire laser에 의해 발생된 중심파장이 780nm, 반복률 83MHz, 펄스 폭이 ~100fsec를 가지는 레이저 빔 펄스를 테라파의 발생 및 검출에 사용한다. 테라파를 발생시키기 위한 송신기(Transmitter chip, Tx)로 LT-GaAs 반도체 기판위에 라인 폭이 $10\mu\text{m}$, 두 라인의 간격이 $80\mu\text{m}$ 인 안테나 구조의 칩을 사용하였고, 테라파를 검출하기 위한 수신부(Receiver chip, Rx)는 silicon on sapphire(SOS) 반도체 기판 위에 라인 폭이 $10\mu\text{m}$, 두 라인 간격이 $30\mu\text{m}$, 다이폴 사이의 간격이 $5\mu\text{m}$ 인 안테나 칩을 사용하였다.

실험에 사용된 PPWG block은 그림 1.3(b)에서와 같이 테라파의 진행 경로 방향으로 29.7mm, 폭은 38mm, 각 위·아래 block의 두께는 10mm로 제작되었다. block의 재질은 알루미늄을 사용하였으며 테라파가 진행하는 안쪽면과 실리콘 렌즈가 부착되는 각 면은 깨끗하게 가공(polishing) 되었다.

그리고, 테라파를 평행판 사이의 작은 간격에(대략 ~수백 μm) 집속시키기 위하여 원통형 모양의 실리콘 렌즈의 한쪽면을 그림 1.3(a)와 같이 가공하여 테라파가 입사되는 면(좌측면)은 구면이며 block에 부착되는 면(우측면)은 평면이 되도록 하였다. 실험에 사용된 고저항의 실리콘 렌즈는 테라파 전 영역에서 일정한 굴절률, $n=3.418$ 을 가지며 또한 작은 흡수율($\alpha = 0.05\text{cm}^{-1}$ 이하)로 인하여 테라파를 집속시키기 위해 사용될 수 있다.¹⁵ 실리콘 렌즈의 규격은 높이 7.07mm, 반지름 5mm, 폭 15mm로 반지름과 높이는 일반적으로 광선이 서로 다른 매질의 경계면에 입사, 통과할 때 입사각과 굴절각을 표현한 관계식인 스넬의 법칙을 이용하여 결정될 수 있으며, 이 실리콘 렌즈를 block의 좌·우, 테라파의 입출구면에 각각 위치시켜 테라파를 집속, 측정되도록 하였다.

그림 1.4(a)는 스넬의 법칙을 이용하여 빔의 경로를 나타낸 것으로 실리콘 렌즈의 좌측면으로 입사되는 빔의 지름이 약 4.03mm인 경우, 우측면에서 약 32.6 μm 로 포커싱 됨을 알 수 있다(그림 1.4(b)). 하지만, 입사되는 빔의 높이가 중심에서 약 2.02mm 보다 크게 되면 실리콘 렌즈에서 공기 중 으로 진행할 때 전반사가 일어나게 된다.

본 실험에서는 평행판의 간격이 육안으로 보기에 아주 작은 100~360 μm 의 작은 공간이므로 실리콘 렌즈를 부착할 때, 정확히 실리콘 렌즈의 중앙 부분이 평행판 사이의 중앙 부분에 일치하도록 현미경을 통해 확인을 하면서 부착하였다.

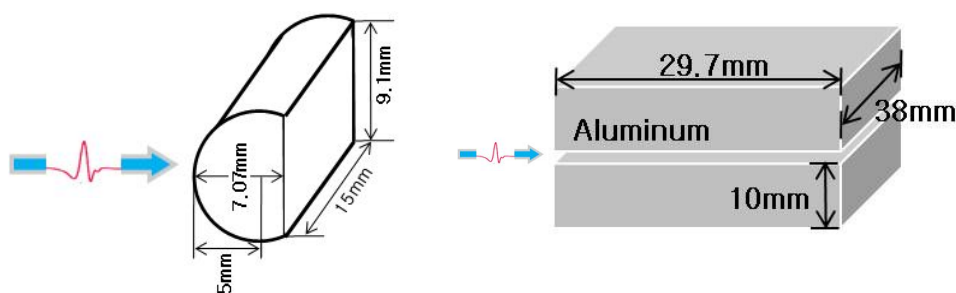


그림 1.3 (a) Silicon Lens

(b) PPWG block

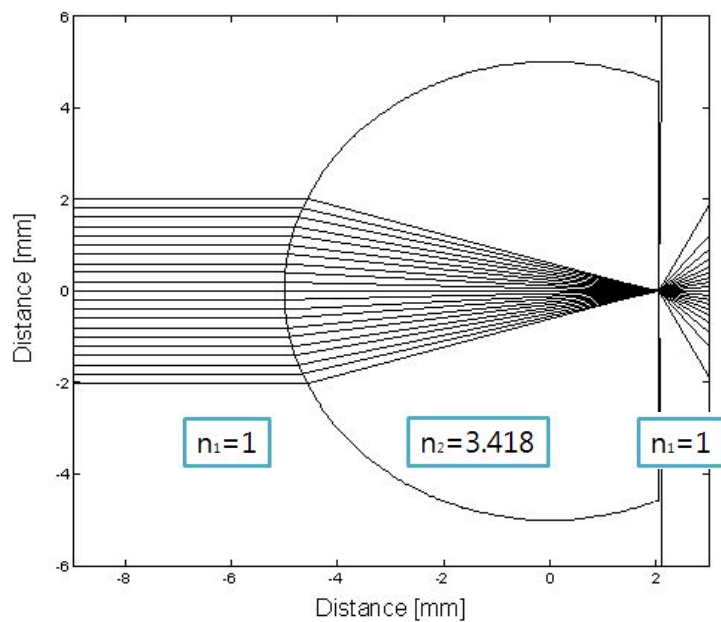


그림 1.4 (a) 스넬의 법칙을 이용한 빔 경로

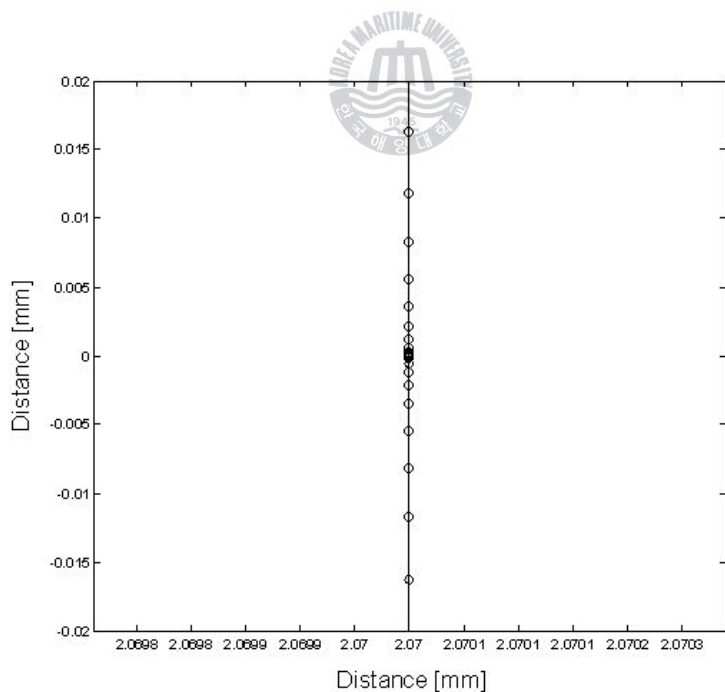


그림 1.4 (b) (a) Silicon Lens의 우측면에 포커싱된 빔 위치

제 2 장 PPWG를 통한 단일·다중 모드 전파 특성

2.1 관련 이론

일반적으로 단지 한 개의 속이 빈 도체로 구성되어 있는 도파관은 횡전자계 (Transverse ElectroMagnetic, 이하 TEM)파가 전파되지 못하며 적어도 두 개의 도체를 갖는 전송 선로에서 횡방향계 성분을 가지는 TEM파의 전송이 가능하게 된다.

도파관의 한쪽 끝에서 입사될 때 도파관의 벽에 부딪히는 경우 반사가 일어나며, 도파관 내에서 일어나는 전자파의 전파는 도파관을 따라 진행하면서 다중 반사를 일으키게 된다. 이 반사파들은 상호 작용을 하여 여러 개의 개별 특성을 갖는 패턴들, 즉 모드(mode)들을 만들며 진행하게 되며 이 모드에는 두 가지 유형의 횡자기 (TM : Transverse Magnetic)파와 횡전기 (TE : Tranverse Electric)파의 형태로 도파관을 통해 전파하게 된다. 이러한 모드의 존재는 (a) 도파관의 재질 및 모양과 크기, (b) 도파관 내의 매질, (c) 동작 주파수에 따라 달라지며, 각 모드마다 특정 주파수보다 낮은 대역에서는 전파가 되지 않는 차단 주파수와 주파수에 따라 다른 군속도와 흡수율 등을 가지게 된다. 하지만 이중에서 유일하게 횡전자계, TM_0 (이하 TEM) 모드는 차단 주파수를 갖지 않으며, 빛의 속도로 전파하게 된다. 본 실험에서는 (a) 금속 평행판 도파로를 사용하였으며, (b) 도파로 내의 물질로는 공기(air)를, (c) 동작 주파수는 0~4THz이다.

이 장에서는 PPWG를 통하여 전자파가 전파 될 때, 여기 될 수 있는 두 모드, TM/TE 모드를 수식적으로 유도하였으며 이를 통해 실험 데이터의 분석을 용이하도록 한다.

2.1.1 TM 모드 (E_x, E_z, H_y)

그림 2.1과 같이 PPWG에 입사되는 전계의 방향이 금속 평행판에 수직일 때는 Maxwell 방정식, 경계조건, 파동방정식에 의해 평행판 도파로 겹 사이에는 오직 횡 자계(Transverse Magnetic, 이하 TM) 모드만이 전파된다. 이 때, 자계는 전자파의 진행 방향(\hat{z})에 대해 횡방향 성분(H_y)만 존재하며 전계는 진행방향 성분(E_z)과 평행 판에 수직인 성분(E_x)이 존재 할 수 있다.

$$1) \text{ Faraday's law : } \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{--- (1)}$$

식 (1)의 좌변을 정리하면

$$\begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & 0 & E_z \end{pmatrix} = \frac{\partial}{\partial y} E_z \hat{x} + \left(\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z \right) \hat{y} - \frac{\partial}{\partial y} E_x \hat{z}, \quad \left(\frac{\partial}{\partial y} E_z = 0 \right)$$

$$= \left(\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z \right) \hat{y} \quad \text{이 되고}$$

(평면파가 입사될 때, 금속판의 폭이 평행판 사이의 간격보다 아주 길다고 가정한다.)

따라서, 금속판 좌우로 회절되어 나가는 것을 무시하면 $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ 이 된다.)

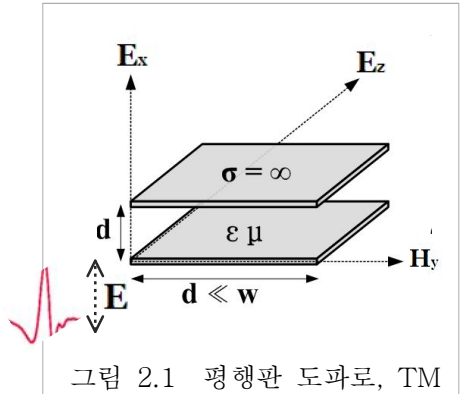
우변을 정리하면 $-\frac{\partial B}{\partial t} = -j\omega\mu(H_y)\hat{y}$ 이 되어 식 (2)를 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z \right) = -j\omega\mu H_y \quad \text{--- (2)}$$

$$2) \text{ Ampere's law : } \nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad \text{--- (3)}$$

식 (3)의 좌변을 정리하면

$$\begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_y & 0 \end{pmatrix} = -\frac{\partial}{\partial z} H_y \hat{x} + \frac{\partial}{\partial x} H_y \hat{z} \quad \text{이 되고}$$



우변을 정리하면 $\frac{\partial D}{\partial t} = j\omega\epsilon(E_x\hat{x} + E_z\hat{z})$ 이 되어 식 (4), (5)를 얻을 수 있다.

$$-\frac{\partial}{\partial z} H_y = j\omega\epsilon E_x \quad \text{--- (4)}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y = j\omega\epsilon E_z \quad \text{--- (5)}$$

앞서 유도된 식 (4), (5)를 식 (2)에 대입하여 정리하면 식 (6) 파동 방정식(wave

equation)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{jw\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} H_y \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{jw\epsilon} \frac{\partial}{\partial x} H_y \right) \right) = -jw\mu H_y \\ & \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + w^2\mu\epsilon \right) H_y = 0 \end{aligned} \quad \text{--- (6)}$$

3) 금속의 경계조건(Boundary Condition)

전계는 금속의 표면에서 접선 방향에 대해 연속인 경계 조건을 가지며 따라서 $x=0$, $x=d$ 일 때 $E_z=0$ 이 된다. 식 (5)를 통해 E_z 의 경계 조건을 만족시키기 위한 H_y 는 식 (7)과 같은 형태가 될 수 있다.

$$\begin{aligned} H_y &= A \cos(k_x x) e^{-k_z z}, \quad k_x = \frac{m\pi}{d} \quad (m=1,2,3) \\ &, \quad k_z = \alpha + j\beta \quad (\alpha: \text{감쇠정수}, \beta: \text{위상정수}) \end{aligned} \quad \text{--- (7)}$$

식 (7)를 식 (5)에 대입하여 정리하면 식 (8)를

$$E_z = \frac{1}{jw\epsilon} \frac{\partial}{\partial x} H_y = \frac{-k_x}{jw\epsilon} A \sin(k_x x) e^{-k_z z} \quad \text{--- (8)}$$

식 (7)를 식 (4)에 대입하여 정리하면 식 (9)를

$$E_x = -\frac{1}{jw\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} H_y = \frac{k_z}{jw\epsilon} A \cos(k_x x) e^{-k_z z} \quad \text{--- (9)}$$

이로써, TM 모드 내 존재하는 E_x, E_z, H_y 필드 식을 모두 유도하였다.

4) 파동 방정식(wave equation)

앞서 유도된 식 (7)을 파동 방정식, 식 (6)에 대입, 정리하여 식 (10)을 얻을 수 있으며

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + w^2\mu\epsilon \right) (A \cos(k_x x) e^{-k_z z}) = 0 \\ & (k_z^2 - k_x^2 + w^2\mu\epsilon) H_y = 0 \end{aligned} \quad \text{--- (10)}$$

식 (10)을 통하여 식 (11)의 전파 상수 k_z 를 얻을 수 있다.

$$k_z = \sqrt{k_x^2 - w^2\mu\epsilon} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{d}\right)^2 - w^2\mu\epsilon} \quad \text{--- (11)}$$

이 때, 전파 상수 $k_z=0$ 이 될 때, 차단 주파수 식 (12)가 되어

$$f_{c,m} = \frac{m}{2d} \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad \text{--- (12)}$$

각 모드, m에 따른 차단 주파수 (f_c , cutoff frequency)를 구할 수 있다.

다음은 차단 주파수 $f_{c,m}$ 가 존재할 때, 동작 주파수 f 와의 관계를 알아본다.

(1) $f < f_{c,m}$ 인 경우

식 (11)을 통해 전파 상수 k_z 의 값이 실수가 되어 식(8),(9)의 마지막 항 $e^{-k_z z}$ 에 의하여 E_x, E_z 는 진행하면서 급격히 감쇠하게 된다. 그러므로, 도파관의 동작 주파수가 주어진 모드의 차단 주파수보다 작으면 그 모드는 전파되지 않는다. 이러한 전파는 소멸(evanescent)된다고 말한다.

(2) $f = f_{c,m}$ 인 경우

k_z 는 0이 되어 전파되지 못하고 제자리에서 진동하며 소멸 된다.

(3) $f_{c,m} < f$ 인 경우

전파 상수, k_z 의 값은 허수가 되고 식 (11)은 식 (13)과 같이 변환 되고

$$\begin{aligned} k_{z,m} &= \sqrt{w^2 \mu \epsilon - k_{c,m}^2} = \frac{1}{v_p} \sqrt{w^2 - (v_p k_{c,m})^2}, \quad (k_x = k_{c,m}, v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}) \\ &= \frac{1}{v_p} \sqrt{w^2 - w_{c,m}^2} = \frac{w}{v_p} \sqrt{1 - \left(\frac{f_{c,m}}{f}\right)^2} \end{aligned} \quad \text{--- (13)}$$

도파로 내, 모드에 따른 파장 $\lambda_{z,m}$ 은 식 (14)와 같이 되고,

$$\lambda_{z,m} = \frac{2\pi}{k_{z,m}} = \frac{2\pi}{\frac{w}{v_p} \sqrt{1 - \left(\frac{f_{c,m}}{f}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{c,m}}{f}\right)^2}} \quad \text{--- (14)}$$

식 (14)를 통해 도파로 내, 모드에 따른 위상 속도 $v_{p,m}$ 는 식 (15)와 같다.

$$v_{p,m} = \frac{w}{k_{z,m}} = \frac{v_p}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{c,m}}{f}\right)^2}} = \frac{v_p}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{c,m}}\right)^2}} \quad \text{--- (15)}$$

v_p 는 경계가 없는 매질에서의 위상 속도이며, $v_{p,m}$ 는 평행판 도파로 내의 위상 속도

로 $f > f_{c,m}$, 동작 주파수가 차단 주파수 이상에서는 v_p 보다 더 크며 차단 주파수에 가까워지면 무한대로 접근함을 알 수 있다. 위상 속도는 파가 진행 할 때 파의 일정한 위상 점의 속도를 의미함으로 위상 속도는 도파관 내에서 전파되는 에너지 속도를 나타내는 것이 아니다. 에너지는 아래 식 (16)에서 정의된 것 처럼 파의 군속도(group velocity), $v_{g,m}$ 로 나타낼 수 있다.

$$v_{g,m} = \frac{1}{\frac{\partial k_{z,m}}{\partial \omega}} = v_p \sqrt{1 - \left(\frac{f_{c,m}}{f}\right)^2} = v_p \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{c,m}}\right)^2} \quad \text{--- (16)}$$

군속도 $v_{g,m}$ 은 $f > f_{c,m}$, 동작 주파수가 차단 주파수 이상에서는 v_p 보다 작으며 차단 주파수 근처에서는 군속도가 0에 가까워 진다. 따라서, 도파로는 분산(dispersive) 매질로써 작용하게 된다.

그리고 TEM, TM 모드의 흡수율(absorption) 식 (17), (18)은 N. Marcuvitz의 「Waveguide Handbook」¹⁷을 참조하였다.

TEM, TM 모드의 흡수율 식은 다음과 같다.

$$\alpha = \frac{1}{d} \frac{R}{\zeta} \text{ for } TEM \quad \text{--- (17)}$$

$$\alpha = \frac{2}{d} \frac{R}{\zeta} \frac{1}{[1 - (\lambda/\lambda_c)^2]^{1/2}} \text{ for } TM \quad \text{--- (18)}$$

R : 평행판의 전도도에 따른 저항 특성, ζ : 물질의 진성 임피던스

2.1.2 TE 모드 (H_x, H_z, E_y)

그림 2.2와 같이 PPWG에 입사되는 전계의 방향이 금속 평행판에 평행일 때는 Maxwell 방정식, 경계조건, 파동방정식에 의해 평행판 도파로 겹 사이에는 오직 횡전계(Transverse Electric, 이하 TE) 모드만이 전파된다. 전계는 전자파의 진행 방향(\hat{z})에 대해 횡방향 성분(E_y)만 존재하며 자계는 진행방향 성분(H_z)과 평행판에 수직인 성분(H_x)이 존재 할 수 있다. 앞서 TM 모드와 같은 방법으로 관련 식을 유도 할 수 있다.

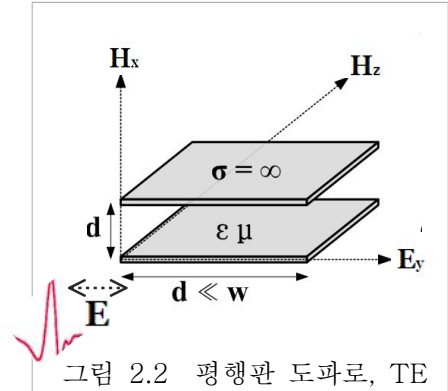
1) Faraday's law : $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ --- (19)

식 (19)의 좌변을 정리하면

$$\begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} = -\frac{\partial}{\partial z} E_y \hat{x} + \frac{\partial}{\partial x} E_y \hat{z} \text{ 이 되고}$$

우변을 정리하면 $-\frac{\partial B}{\partial t} = -j\omega\mu(H_x \hat{x} + H_z \hat{z})$ 이 되어 식 (20) (21)를 얻을 수 있다.

$$-\frac{\partial}{\partial z} E_y = -j\omega\mu H_x \text{ --- (20)} \quad \frac{\partial}{\partial x} E_y = -j\omega\mu H_z \text{ --- (21)}$$



2) Ampere's law : $\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t}$ --- (22)

수식 (22)의 좌변을 정리하면

$$\begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} = \frac{\partial}{\partial y} H_z \hat{x} + \left(\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z \right) \hat{y} - \frac{\partial}{\partial y} H_x \hat{z}, \left(\frac{\partial}{\partial y} H_z = 0 \right)$$

$$= \left(\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z \right) \hat{y} \text{ 이 되고}$$

(평면파가 입사될 때, 금속판의 폭이 평행판 사이의 간격보다 아주 길다고 가정한다.

따라서, 금속판 좌우로 회절되어 나가는 것을 무시하면 $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ 이 된다.)

우변을 정리하면 $\frac{\partial D}{\partial t} = j\omega\epsilon(E_y \hat{y})$ 이 되어 식 (23)를 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z \right) = -j\omega\epsilon E_y \text{ --- (23)}$$

앞서 유도된 식 (20), (21)를 식 (23)에 대입하여 정리하면 식 (24) 파동 방정식 (wave equation)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial z} E_y \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} E_y \right) \right) = -j\omega\varepsilon E_y \\ & \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega^2\mu\varepsilon \right) E_y = 0 \end{aligned} \quad \text{--- (24)}$$

3) 금속의 경계조건(Boundary Condition)

전계는 금속의 표면에서 접선 방향에 대해 연속이며 따라서 $x=0$, $x=d$ 일 때 $E_y=0$ 가 된다. 경계 조건을 만족시키기 위한 E_y 는 식 (25)와 같은 형태가 될 수 있으며

$$\begin{aligned} E_y &= A \sin(k_x x) e^{-k_z z}, \quad k_x = \frac{m\pi}{d} \quad (m=1, 2, 3 \dots) \quad \text{--- (25)} \\ &, \quad k_z = \alpha + j\beta \quad (\alpha: \text{감쇠 정수}, \beta: \text{위상 정수}) \end{aligned}$$

식 (25)를 식 (21)에 대입하여 정리하면 식 (26)를

$$H_z = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} E_y = -\frac{k_x}{j\omega\mu} A \cos(k_x x) e^{-k_z z} \quad \text{--- (26)}$$

식 (25)를 식 (20)에 대입하여 정리하면 식 (27)를

$$H_x = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial z} E_y = -\frac{k_z}{j\omega\mu} A \sin(k_x x) e^{-k_z z} \quad \text{--- (27)}$$

이로써, TE 모드 내 존재하는 H_x, H_z, E_y 필드 식을 모두 유도하였다.

앞서 유도된 TM 모드의 전파상수, 차단 주파수, 위상 속도, 군속도 등은 TE 모드와 동일하다.(생략)

TE 모드의 흡수율(absorption) 식 (28)은 앞서와 동일하게 N. Marcuvitz의 「Waveguide Handbook」¹⁷을 참조하였다.

$$\alpha = \frac{2}{d} \frac{R}{\zeta} \frac{(\lambda/\lambda_c)^2}{[1 - (\lambda/\lambda_c)^2]^{1/2}} \quad \text{for TE} \quad \text{--- (28)}$$

R : 평행판의 전도도에 따른 저항 특성, ζ : 물질의 진성 임피던스

2.1.3 Even / Odd Mode

PPWG를 통해 전파되는 신호는 앞서 유도한 수식에 따라 다중 모드를 형성하게 되며 이에 따른 다양한 필드 분포가 형성된다. 본 실험에서는 테라파의 수신부에서 다이폴 안테나(Dipole antenna) 구조를 사용하여 측정하게 되며 아래 그림 2.3과 같이 두 가지 경우의 (a)odd 모드와 (b)even 모드 형태의 전계 패턴이 다이폴 안테나에 형성된다.(식 9, 25) 하지만, 이중 odd 모드의 필드 패턴은 다이폴 안테나를 사용하여 측정시 검출되지 않는다. 왜냐하면, 원점에 대칭인 형태의 전계가 다이폴 안테나의 중앙에 포커싱 되면 형성된 전계가 크기가 같고 서로 반대 방향으로 작용하기 때문에 적분하면 0과 같은 효과가 되어 다이폴 안테나 사이에 전류를 발생시키지 못한다.

따라서, 앞서 모드에 따라 유도된 수식들 중, 측정되게 될 필드 성분은 1) 다이폴 안테나(Dipole antenna)의 방향과 나란한 전계, 이에 해당하는 필드는 TM 모드의 E_x , TE 모드의 E_y 성분이 해당하며 2) 다이폴 안테나는 구조상 전계의 필드 분포가 Even 모드 일 경우에만 측정이 가능하므로 이에 해당하는 각 E_x, E_y 성분의 even 모드를 나타내면 다음과 같다.

$$TM_m \Rightarrow E_x = \frac{k_z}{jw\epsilon} A \cos\left(\frac{m\pi}{d}x\right) e^{-k_z z} \quad m=0, 2, 4, 6\ldots \quad \text{---(29)}$$

$$TE_m \Rightarrow E_y = A \sin\left(\frac{m\pi}{d}x\right) e^{-k_z z} \quad m=1, 3, 5, 7\ldots \quad \text{---(30)}$$

실제 실험을 통해 측정하게 되면 비록 크기는 작지만 odd 필드 패턴의 모드들도 함께 측정됨을 확인 할 수 있다. 그 이유는 이론적으로는 그림 2.3과 같이 전계의 필드 분포가 정확히 다이폴 안테나의 정중앙에서 대칭적으로 형성됨을 가정하였지만 실제 실험에서는 다이폴 간격이 $5\mu m$ 밖에 되지 않아 정확히 다이폴 안테나의 중앙에 포커싱이 어려워 대칭이 되지 않기 때문이다.

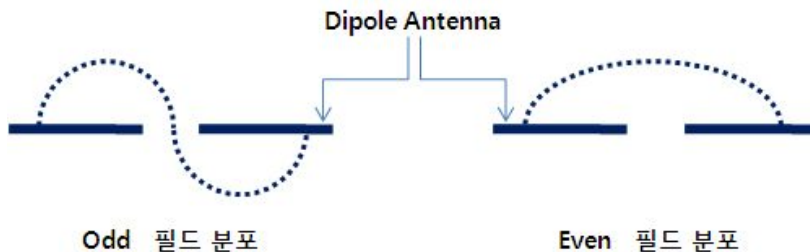


그림 2.3 다이폴 안테나와 Odd, Even 필드 분포

2.2 단일 모드(Single-mode) 전파, TEM(TM₀) / TE₁

2.2.1. Reference 측정

먼저, Reference를 측정하기 위해 PPWG를 제외한 두 실리콘 렌즈를 그림 2.4와 같이 결합 한 후, 테라파를 통과시켜 측정하였다(점선). 스펙트럼 영역에서 약 4THz(동작 주파수)까지 에너지가 존재함을 알 수 있다.

2.2.2 단일 모드, TEM(TM₀)

두 금속 평행판 사이에 103 μ m의 두께를 가지는 Stainless-steel sheet를 테라파가 진행하지 않는 면에 위치 한 후, 평행판을 결합하여 두 평행판 사이의 간격을 103 μ m가 되도록 하였다. 앞서 관련 이론에 따라 TM 모드를 형성시키기 위해서 입사되는 테라파의 전계 방향이 PPWG의 금속 평행판에 수직이 되도록 위치시킨다. 간격이 103 μ m, 공기로 채워져 있는 PPWG의 차단 주파수(식 12)는 4 THz 내에 각각 TM₁ (1.456 THz), TM₂ (2.912 THz)가 존재하며, 그림 2.4에서 TM₁ 모드의 전계 필드의 분포는 odd 형태가 되어 다이폴 안테나 구조에서 검출되지 않았다. TM₂ 모드는 비록, even 형태의 필드 분포를 갖지만 해당 스펙트럼 영역의 에너지가 작고

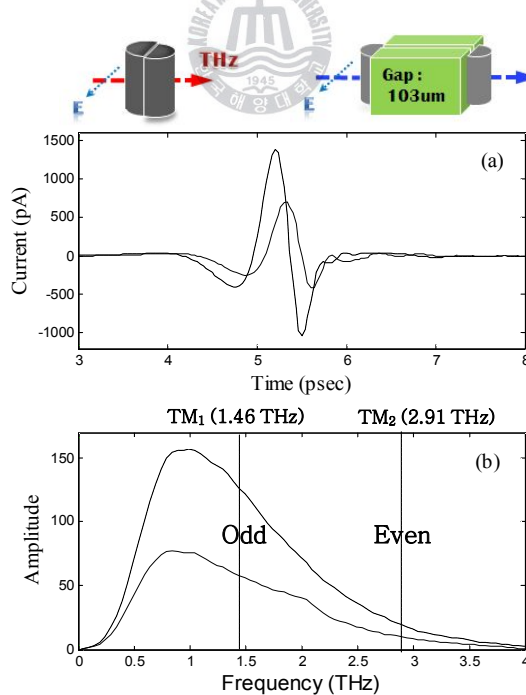


그림 2.4 (a) Reference 신호(점선)와 간격 103um의 TEM, 단일 모드 신호(실선)
(b) 각 신호의 스펙트럼 크기, 세로 점선은 차단주파수

차단 주파수 근처에서 높은 흡수율(Absorption, 그림 2.5(a))과 높은 군속도 분산(Group Velocity Dispersion, 그림 2.5(b))으로 인해 측정되지 않았다. 그림 2.5는 앞서 유도한 식 (15)~(18), (28)를 사용하여 간격이 $103\mu m$ 일 때의 TEM, TM, TE 모드의 흡수율과 위상 속도 및 군속도를 나타낸 그래프이다. TEM 모드는 군속도 분산이 없으며 전 영역에서 낮은 흡수율을 가진다. TM, TE 모드는 차단 주파수 근처에서 높은 군속도 분산과 높은 흡수율을 보이며, 차단 주파수 보다 낮은 주파수 영역에서는 전파되지 않음을 알 수 있다. 반면, TE모드는 고주파로 갈수록 흡수율이 아주 작아져 거의 0에 가까워짐을 알 수 있다.

이 실험을 통해 분산이 없고 저손실의 TEM 단일 모드의 전파가 가능함을 확인하였다.¹⁸ 이 실험에서 사용된 $103\mu m$ 의 간격은 단지, 차단 주파수의 위치를 결정하는 하나의 factor로써 단일 모드 TEM, TE₁의 전파가 가능하도록 하는 수치 중의 하나 일 뿐, 실제 $120\mu m$, $50\mu m$ 의 간격에서도 단일 모드 전파가 가능함을 실험을 통해서 확인 할 수 있었다.

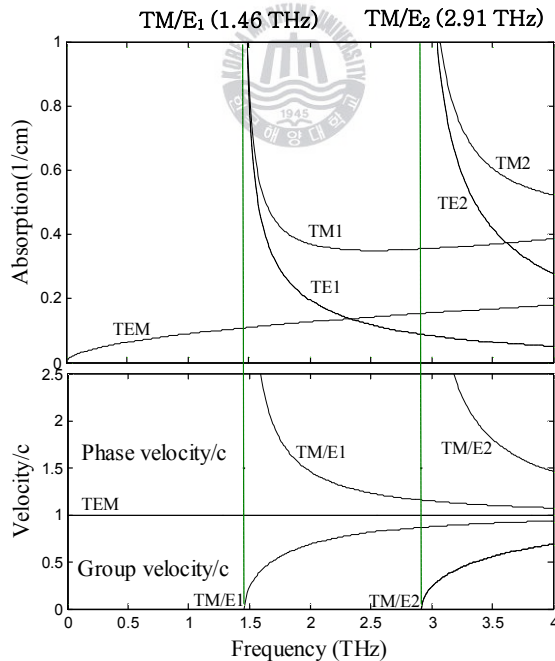


그림 2.5 (a) 간격 $103\mu m$, TEM / TM / TE 모드 흡수율

(b) 간격 $103\mu m$, 위상 속도(phase velocity)와 군속도(group velocity)

2.2.3 단일 모드, TE₁

앞서 측정한 TEM 단일 모드 실험에서 PPWG를 90도 회전시켜, 입사되는 테라파의 전계 방향이 금속 평행판에 수평이 되도록 하여 TE 모드를 발생켰다. 4THz 내에 TM 모드와 동일한 차단주파수 TE₁ (1.456 THz), TE₂ (2.912 THz)가 존재하게 되며, 이 때 TE₂ 모드는 필드 분포가 odd(TM₁) 형태가 되어 다이폴 안테나 구조에서 잘 검출되지 않았다. 반면, TE₁ 모드는 필드 분포가 even(TM₂) 형태가 되어 측정되었지만, TEM 모드와 달리 차단 주파수를 가짐에 따라 $f_{TE_1}=1.456\text{THz}$ 이하에서는 에너지가 전파되지 않음을 확인 할 수 있었다. 또한 차단 주파수 근처의 높은 군속도(그림 2.5(b))로 인해 시간영역에서 150psec 이상으로 펄스가 늘어났으며 이로 인해, TEM 모드와 달리 분산이 존재하는 저손실의 TE₁, 단일 모드의 전파가 가능함을 확인 하였다.¹⁸ 하지만, 신호의 분산으로 인해 TEM과 달리 고속의 신호 전송에는 제약이 있음을 알 수 있었다. 고주파로 갈수록 흡수율이 작아지는 특성과 차단 주파수 이하의 에너지는 차단하는 특성을 이용하여 그 응용이 가능할 것으로 보인다.

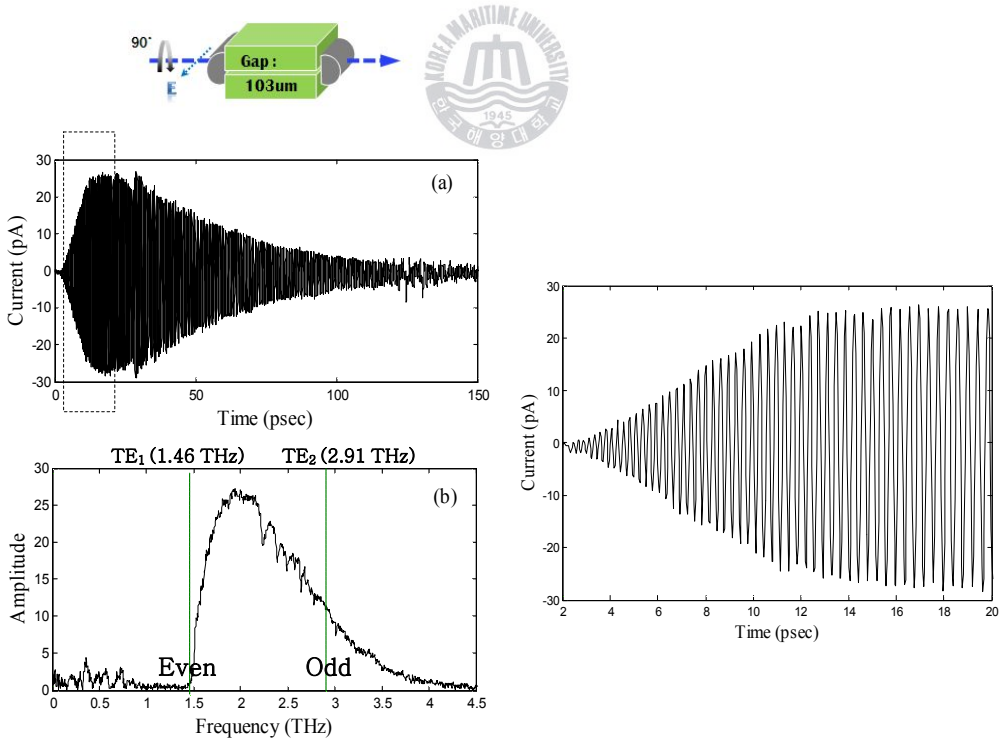


그림 2.6 (a) 간격 103um의 TE, 단일 모드 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기

2.3 다중 모드(Multi-mode) 전파, TM_m / TE_m

2.3.1 다중 모드, TM_m

앞서 실험에서 $103\mu m$ 의 간격을 시중에 판매되는 Cutter blade를 이용하여 $360\mu m$ 의 겹으로 만들었다. 앞서와 마찬가지로 이 $360\mu m$ 의 간격은 측정되는 스펙트럼 영역 내에 여러 모드를 발생시키기 위하여 임의로 선택한 것이다. 그리고 입사되는 테라파의 전개 방향이 평행판의 두 면에 수직이 되도록 하여 TM 모드를 발생시켰다. 식 (12)로부터 4THz 영역 내에는 총 9개의 차단주파수가 존재하며 앞서 설명에서와 같이 even 모드의 $TM_0, TM_2, TM_4 \dots$ 신호가 측정되었지만, 또한 Odd 모드, $TM_1, TM_3, TM_5 \dots$ 또한 측정되었음을 확인 할 수 있다(그림 2.7). 이와 관련해서는 다음 절에서 더 자세히 설명하도록 한다. 그리고, 앞서와 마찬가지로 주파수 근처의 높은 군속도로 인하여 시간영역에서 160psec 이상 펄스가 늘어났으며 또한 스펙트럼 영역에서는 다중 모드 간섭(multimode interference)으로 인하여 많은 오실레이션(oscillation) 발생하였음을 확인 하였다. 실제, 160psec 이후에도 계속 신호가 측정되지만 160psec 부근에서 실리콘 렌즈에 의해 반사된 펄스가 함께 측정되어 더 이상 측정하지 못하였다.

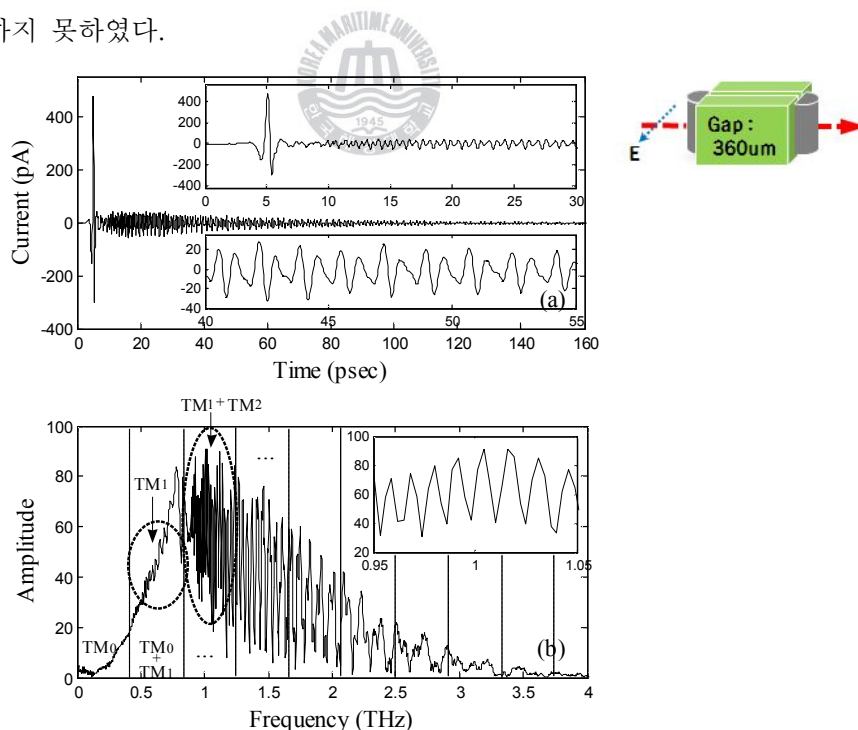


그림 2.7 (a) 간격 360um의 TM_m , 다중 모드 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기

그림 2.8은 평행판 사이의 갭이 $360\mu m$ 일 때의 TEM, TM, TE 모드의 흡수율, 위상속도, 군속도를 나타낸 것으로(식 (15)~(18), (28)) 앞서 단일 모드와 유사하게 TM 모드의 흡수율은 차단 주파수 근처에서 최대가 되고 급격히 낮아진 후 최저가 되었다가 다시 고주파로 갈수록 커짐을 알 수 있다. 반면에 TE 모드는 전체적으로 TM 모드보다 작은 흡수율을 가지며 고주파로 갈수록 점점 작아져 0에 가까워짐을 알 수 있다. 또한 TM, TE 모드의 고차 모드로 올라감에 따라 흡수율 또한 전체적으로 커짐을 알 수 있다. 그림 2.8(a)의 군속도 그래프를 통해 TM_m , TE_m 다중 모드는 고주파로 갈수록 속도가 빨라지는 음의 군속도(Negative Group velocity)를 가짐을 알 수 있으며 이를 이용하여 다음 절에서 다중 모드 내에 존재하는 각 모드들을 분석하도록 한다.

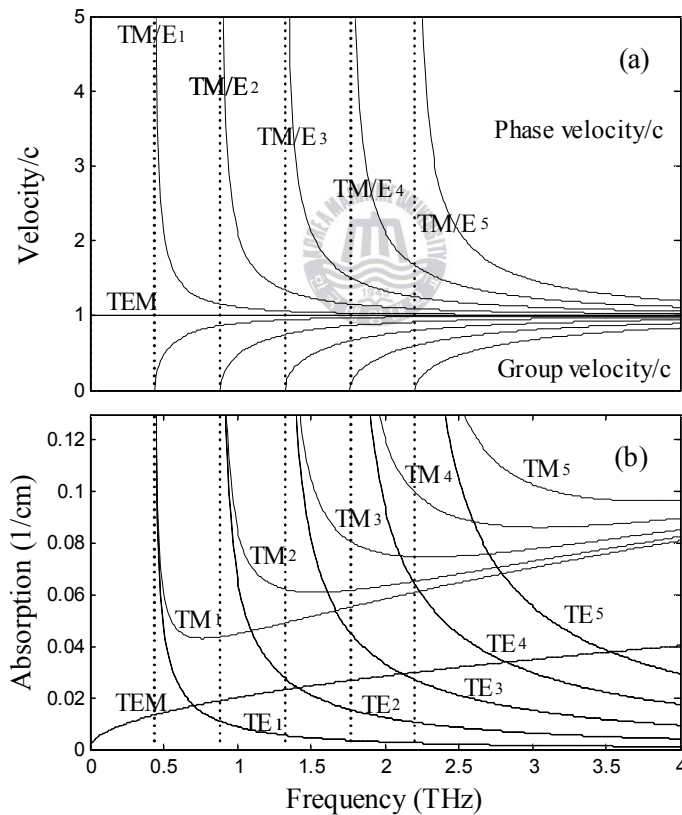


그림 2.8 (a) 간격 $360\mu m$, 위상 속도(phase velocity)와 군속도(group velocity)
(b) 간격 $360\mu m$, TEM / TM / TE 모드 흡수율

2.3.2 다중 모드, TE_m

앞서 TE_1 , 단일 모드 실험과 같은 방법으로 다중 모드, TM_m 실험의 간격 $360\mu m$ 의 PPWG를 90도 회전시켜 금속 평행판이 입사되는 테라파의 전개 방향에 수평이 되도록 위치시켜 전파, 측정하였다. 앞서 설명과 마찬가지로 차단주파수 근처에서의 높은 군속도 분산으로 인해 시간영역에서 160psec이상 펄스가 늘어났으며 스펙트럼 영역에서 다중 모드 간섭이 발생하였음을 알 수 있다. 그리고 다중 TM_m 모드와 달리 최저차 모드, TE_1 이 차단 주파수를 가짐에 따라 스펙트럼 영역에서 간격 $360\mu m$ 의 차단주파수 $f_{TE_1}=0.417THz$ 이하에서 에너지가 차단 되었음을 확인 할 수 있다. 앞서 TM_m 과 마찬가지로 even 모드의 $TE_1, TE_3, TE_5 \dots$ 신호가 측정되었지만, 또한 odd 모드, TE_2, TE_4, \dots 또한 측정되었음을 확인 할 수 있다(그림 2.9). 이와 관련해서는 다음 절에서 더 자세히 설명하도록 한다.

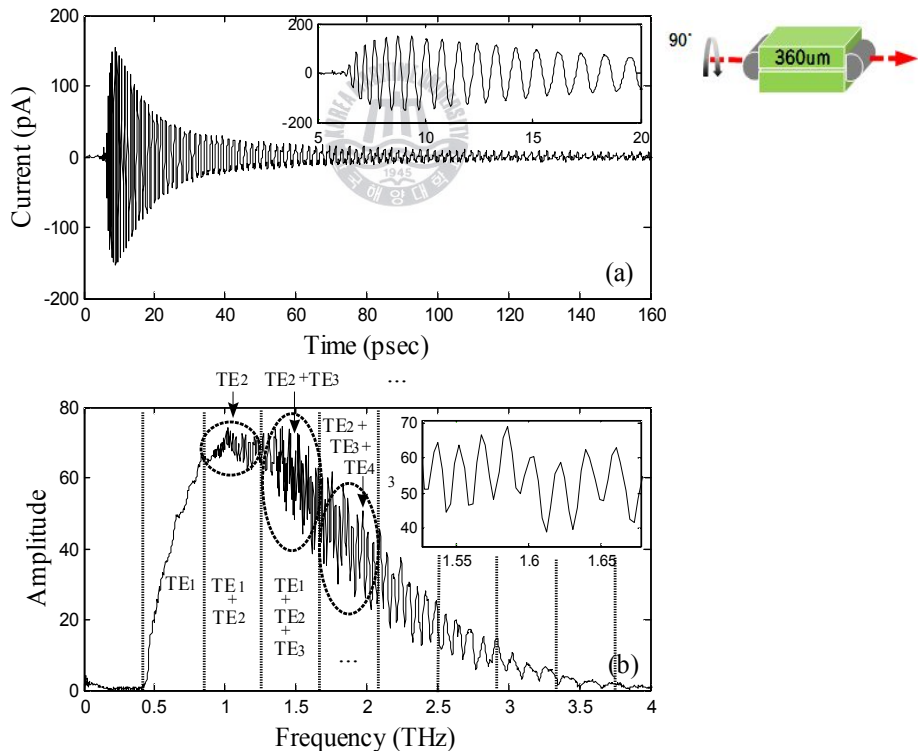


그림 2.9 (a) 간격 $360\mu m$ 의 TE_m , 다중 모드 신호 (b) 신호의 스펙트럼 크기

2.4 다중 모드 전파 분석

앞서 측정된 간격 $360\mu\text{m}$ 일 때의 다중 모드 데이터(그림 2.7, 2.9)의 시간과 스펙트럼 영역 내에서는 다중모드 간섭으로 인해 어떠한 모드가 어느 정도의 비율로 발생하였음을 확인하기 어렵다. 이 장에서는 고차 모드가 발생하면 동일한 주파수에서 각 다중 모드 내의 군속도가 다르다는 점을 이용하여 Spectrochronography¹⁶라는 시간영역 분석 방법을 이용, 실제 측정된 데이터 내에 어떠한 모드들이 존재하는 지를 분석하였다. 그리고 이렇게 확인된 다중 모드들을 수식을 이용, 피팅(fitting)하여 앞서 확인된, 측정 데이터 내에 존재하는 모드들의 에너지 비율을 계산하였다.

2.4.1 Spectrochronography

일반적으로 신호를 분석할 때는, 앞선 실험과 같이 실험을 통해 측정된 전체 데이터를 푸리에 변환하여 스펙트럼 영역에서 분석하게 되는데, Spectrochronography는 신호를 분석할 때 전체 시간 영역의 데이터에서 적당한 길이를 선택하여 푸리에 변환 하여 분석하는 방법으로 시간의 흐름에 따라 스펙트럼 상의 변화를 확인할 수 있게 된다. 이 때, 이 방법이 의미 있는 분석이 되기 위해서는 적당한의 표현처럼, 분석하고자 하는 신호에 따라 그 결정해야 하는 시간 길이도 달라져야 할 것이다¹⁶.

그림 2.10은 앞서 다중 모드에서 측정된 시간 데이터를 나타내며, 각 그래프의 사각형은 측정된 시간영역 데이터의 일부분, 120ps~160ps 데이터를 나타낸다. 그리고 길이 29.7mm의 block을 진행하는 동안, 이 데이터의 측정된 시간과 공기 중 에서 빛의 속도로 전파하는 TEM 모드 펄스와의 측정된 시간 차이를 고려, 계산하여 이에 해당하는 군속도, $0.46c \sim 0.39c$ (120ps~160ps)를 얻을 수 있다.

그림 2.11(a)(b)는 앞서 선택한 120psec~160psec의 데이터를 각각 푸리에 변환한 그래프이다.((a) TE_m (b) TM_m) 세로의 점선은 각 모드에 따른 차단 주파수를 나타내며, 푸리에 변환을 통해 몇 개의 모드에 해당하는 에너지만이 존재함을 확인할 수 있었다.

그림 2.11(c)는 간격 $360\mu\text{m}$ 의 다중 모드, TE_m , TM_m 의 군속도 그래프로 앞서 계산한 군속도에 해당하는 $0.46c \sim 0.39c$ (120ps~160ps)를 가로 점선(---)으로 나타내었으며 각 모드마다 이에 해당하는 영역을 짙은 세로 막대 모양으로 표시하였다. 그림 2.11 (a)(b)에서 표시한 짙은 세로 막대 모양은 군속도 그래프의 $0.46c \sim 0.39c$ 에 해당하며 실제 실험을 통해 측정된 데이터 간의 에너지 분포가 아주 잘 일치함을 확인할 수 있다. 하지만, 앞서 odd 모드는 다이폴 안테나에서 측정이 잘 되지 않는

다는 언급과는 달리 크기는 작지만 측정되었음을 확인 할 수 있다. (TE_2 , TE_4 , TM_1 , TM_3) 이것은 앞서 언급하였듯이 $5\mu m$ 의 간격을 가진 다이폴 안테나의 정중앙에 정확히 도파된 테라파를 포커싱 하는 것이 쉽지 않음을 알 수 있다.

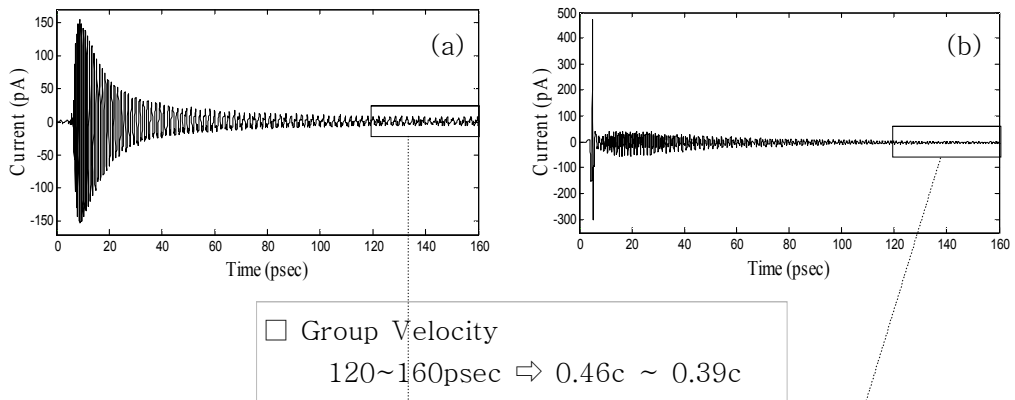


그림 2.10 간격 $360\mu m$ (a) TE_m , 다중 모드 신호 (b) TM_m , 다중 모드 신호

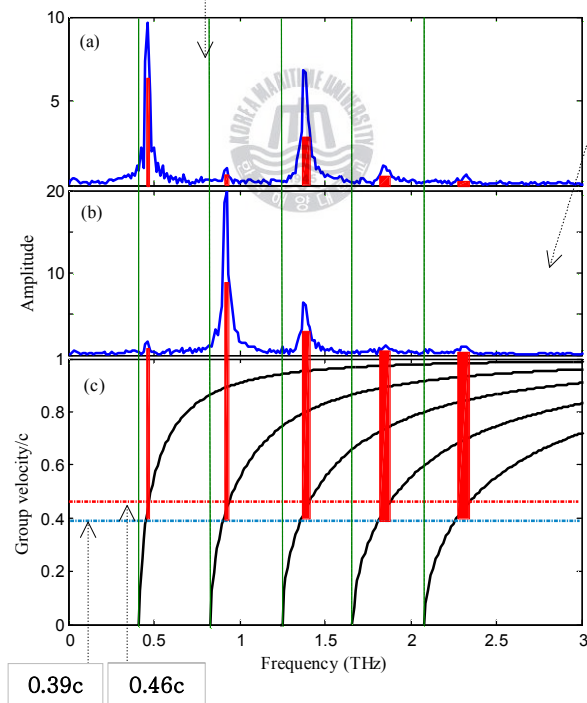


그림 2.11 다중 모드의 120psec~160psec 신호의 스펙트럼 크기

(a) TE_m (b) TM_m / (c) 간격 $360\mu m$ 의 TE_m , TM_m 군속도 그래프

2.4.2 Fitting

앞 절에서 측정된 다중 모드 데이터 내에 존재하는 모드들을 확인 할 수 있었다. 이 장에서는 측정된 데이터 내에 존재하는 모드들의 에너지 비율을 구하도록 한다. 측정된 스펙트럼 $E_{out}(w)$ 은 식 (29)와 같이 표현 할 수 있으며 앞서 관련 이론 및 실험을 통해 식 (29)의 전송 / 결합 계수, $T_m C_m^2$ 을 제외한 모든 요소들의 정보를 구할 수 있다. 따라서 수식 (29)의 우변의 $T_m C_m^2$ 요소를 fitting 인자로 하여 수식을 이용하여 얻은 $E_{out}(w)$ 의 결과값과 실제 측정된 $E_{out}(w)$ 을 비교하여 fitting을 실시하였다. 그림 2.12, 2.13의 점선에 해당하는 그래프들은 fitting을 통하여 나타낸 그래프들이다. 전체적으로 진동 주기와 크기가 잘 맞음을 알 수 있다.

m : 다중 모드

측정된 스펙트럼 신호

↓

전송 계수

↓

결합 계수

↓

전파 거리

↓

$$E_{out}(\omega) = E_{ref}(\omega) \sum_m T_m C_m^2 e^{-j(\beta_{g,m} - \beta_o)L} e^{-\alpha_m L}$$

reference 스펙트럼 신호

↑

전파 상수

↑

위상 상수

↑

흡수 계수

↑

--- (29)

따라서 앞서 관련이론 및 실험, 그리고 fitting을 통하여 얻은 정보를 사용하여 각각의 모드에 대한 스펙트럼을 구할 수 있으며 이를 이용하여 각 모드별 에너지 비율을 구할 수가 있다. 그 결과는 표 1과 같으며 최저차 모드가 가장 큰 에너지를 가짐을 알 수 있다. 그리고, 비록 odd 모드도 존재하지만 그 에너지 비율이 낮음을 알 수 있다.¹⁸

Mode	0(TEM)	1	2	3	4	5
T M	81.61	0.51	16.23	1.52	0.1	0.03
T E	(%)	97.96	0.16	1.73	0.14	0.01

표 1. 각 모드별 결합된 에너지 비율

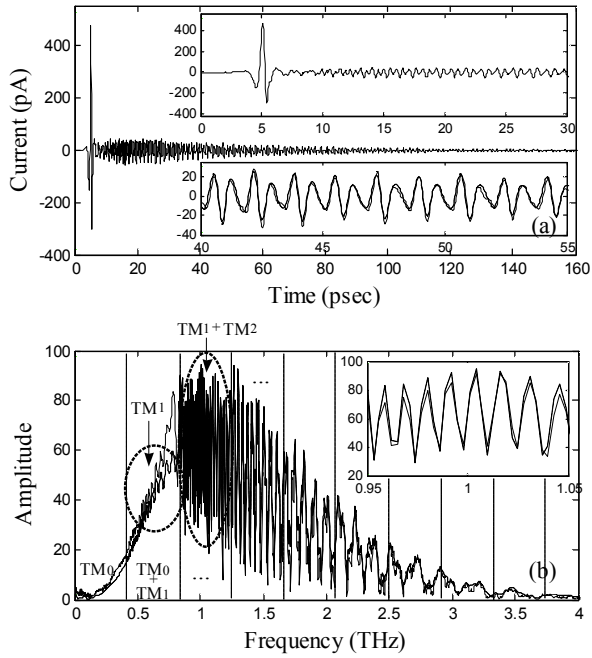


그림 2.12 (a) 간격 360um의 TM_m , 다중 모드 신호, 점선은 fitting 신호
(b) 신호의 스펙트럼 크기, 점선은 fitting 신호

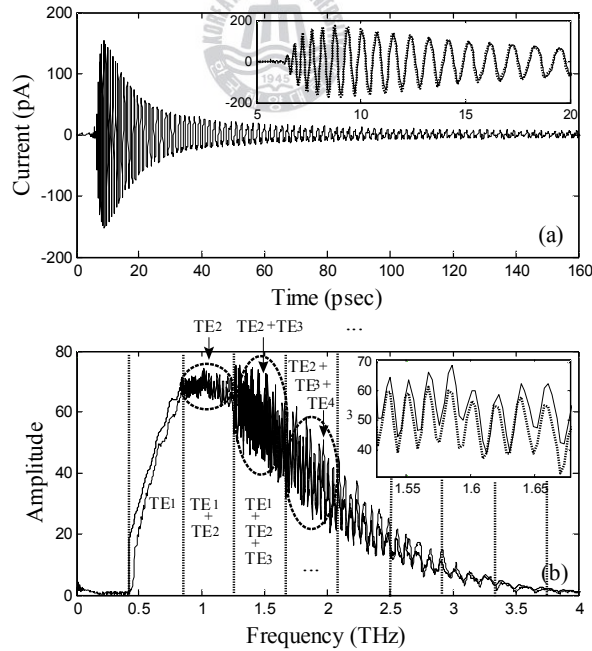


그림 2.13 (a) 간격 360um의 TE_m , 다중 모드 신호, 점선은 fitting 신호
(b) 신호의 스펙트럼 크기, 점선은 fitting 신호

제 3 장 THz Photonics (THz 포토닉스)

일반적으로 Photonics는 빛(photons)의 발생 및 제어하고 검출 등을 다루는 것을 말한다. 이 장에서는 PPWG를 이용한 단일, 다중 모드의 전파 특성을 이용하여 필터링(filtering) 효과와 표면 플라즈몬 폴라리톤(SPPs) 전파 특성을 실시하였다.

3.1 Filter

앞서 살펴본 TE_1 모드의 High Pass Filter 효과를 이용하여 그림 3.1과 같이 발생된 TM 다중 모드의 저주파를 차단하는 필터링 실험을 실시하였다. 앞서 실험과 다른 부분은 PPWG 2개를 연이어 위치 시켜 테라파를 통과시킨다는 것이다. 아래 그래프는 위에서부터 아래로 간격 $300\mu m$ 의 TM_m 다중 모드, 간격 $130\mu m$ 의 TE_1 모드, 두 PPWG를 통과한 후의 필터된 스펙트럼을 나타낸다. TE_1 차단주파수 이전의 에너지는 제거되었고 TM_m 다중 모드의 high order mode 성분이 많이 측정되었음을 알 수 있다. 또한 TE_1 의 갭의 크기에 따라 filtering 되는 차단 주파수의 조절이 가능하다.

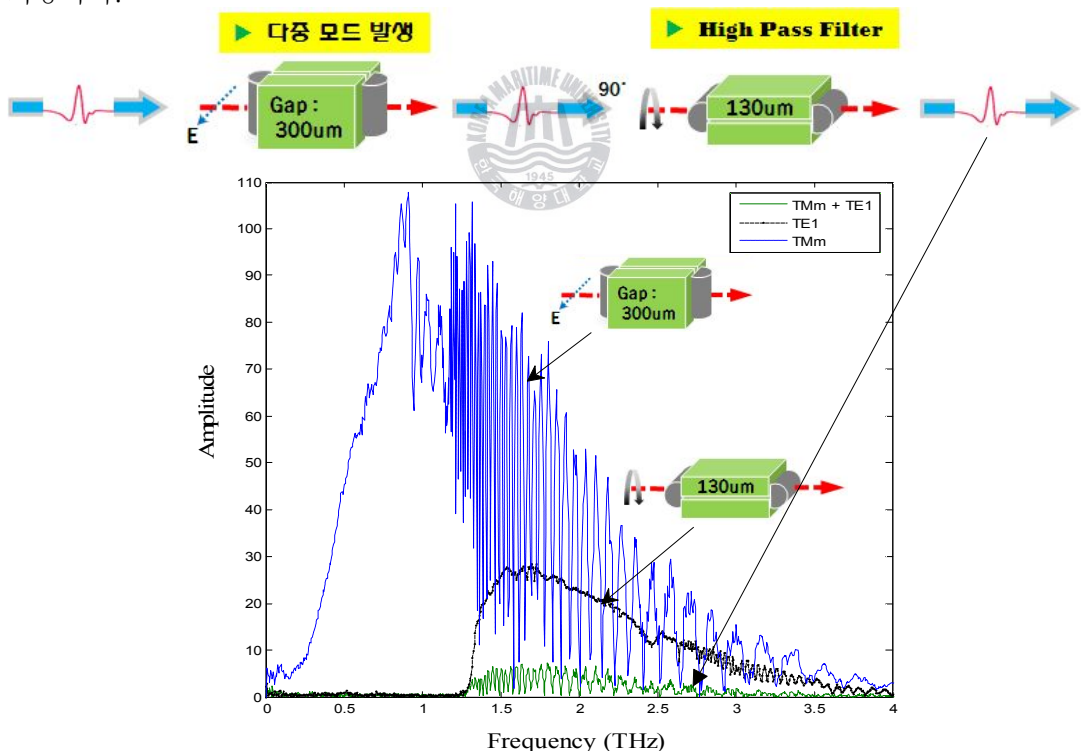


그림 3.1 위. 간격 $300\mu m$ 의 TM_m 다중 모드가 발생된 스펙트럼
중간. 간격 $130\mu m$ 의 TE_1 단일 모드가 발생된 스펙트럼
아래. 두 PPWG를 통과한 필터된 스펙트럼

3.2 표면 플라즈몬 폴라리톤(Surface Plasmon Polaritons)

3.2.1 “Surface Plasmon Polaritons”

일반적으로 표면 폴라리톤(Surface Polariton)은 유전 상수의 실수항이 각각 양과 음의 유전율을 가진 매질 간의 경계면을 따라 진행하는 표면 전자기파를 말하는데, 특히 음의 유전율을 가진 매질이 금속일 경우에 금속 내 전자가 플라즈마 역할을 하여 표면 플라즈몬 폴라리톤(surface plasmon polaritons, 이하 SPPs) 이라고 부른다. SPPs는 그림 3.2(a)에서 보듯이 금속에 있는 플라즈마 상태의 자유전자에 의해 경계면에 강하게 속박되어 있으며, 이 자유전자의 밀도는 전파하는 SPPs에 따라 주기적으로 변화하므로, 전하밀도파(charge density wave)라고 불리기도 한다¹⁹. 그림 3.2(b)는, 경계면에 수직인 방향의 전장의 세기를 나타낸 것으로 전기장의 세기는 경계에서 최대값을 가지며 경계에서 멀어지면서 지수적으로 감소하게 된다. 이러한 이유 때문에 SPPs는 표면에서 매우 뛰어난 에너지 집중도(localization)를 가지고 있어서 제어가 가능하면 작고 안정된 광소자 제작이 가능할 것이다. 이러한 성질을 이용하여 광도파로, 센서, 스위치, 결합기, 편광 장치, 필터^{20,21} 등의 집적회로 소자 구현에 매우 큰 잠재력을 가지고 있다. 또한 최근 금속박막에서 파장보다 작은 구멍에 의한 비이상적인 광의 투과 현상²²으로 SPPs의 관심이 증가하고 있으며, 물리, 생명공학, 화학 등 많은 분야에서 SPPs와 그 응용에 대한 연구가 진행 중이다.

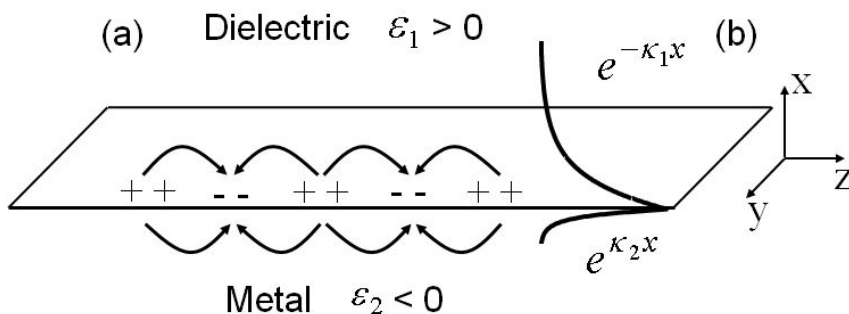


그림 3.2 (a) 금속과 유전체 사이에서 전하밀도 진동
(b) 표면으로 멀어지면 지수적으로 감소하는 전계

그림 3.3(a)의 SPPs 분산 그래프에서와 같이 SPPs의 파수 벡터, k_x 가 주변 물질의 k , 광선 보다(light line) 크기 때문에 SPPs 여기에 있어 제약이 있다. 따라서 일반적으로 SPPs를 여기 시키기 위한 방법으로 회절 격자, 고굴절 프리즘, 금속 표면의 요철 등을 이용하여 그림 (b)와 같이 유전체 내의 파수벡터, k' 를 키워 여기 시킨다^{19,23}.

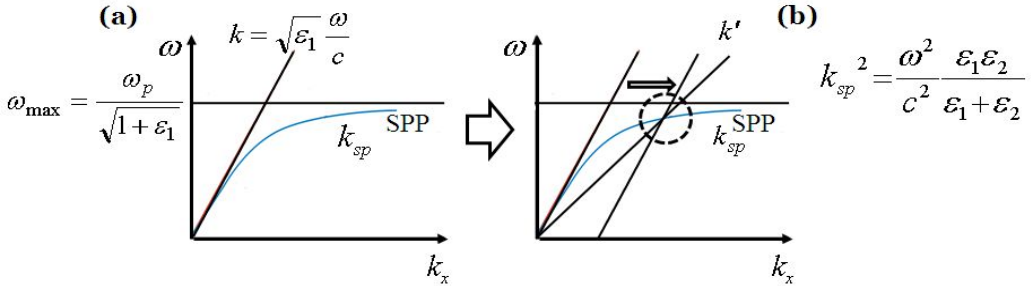


그림 3.3 (a) SPPs 분산 그래프 (b) 구조로 인한 SPPs 분산 그래프

그림 3.4는 여기된 SPPs의 E_z , 경계면에 수직인 전기성분을 나타낸 그림으로, 일반적으로 광 영역에서는 감쇠 상수 k_z 의 값이 크지 않아, 그림 (a)와 같이 경계면에 수직인 필드 성분 E_z 의 값이 금속 표면 안쪽까지 존재하지만, Microwave 및 Terahertz 영역에서는 감쇠 상수 k_z 의 값이 커서(주파수의 함수, 대략 $f=1\text{THz}$ 에서 $k_z = 4 \times 10^6 - i5 \times 10^6$), 금속 표면 안쪽으로는 E_z 필드 성분이 겨우, 수십~수백nm의 skin depth를 갖게 된다((b)). 따라서, 금속에 여기된 SPPs는 결합력이 약해, 쉽게 방사(radiation) 되는 성질을 가진다.

따라서 본 실험에서 SPPs를 여기 시키기 위한 방법으로 그림 (c)와 같이 금속 표면에 hole을 만들어 마치 그림 (a)에서와 같은 E_z 필드 성분이 금속의 표면 안쪽방향으로도 존재하는 것처럼 구조를 디자인(Design)하여 결합력을 높이도록 하였다. 이를 spoof Surface Plasmon Polaritons이라고도 부른다^{24,25,26}.

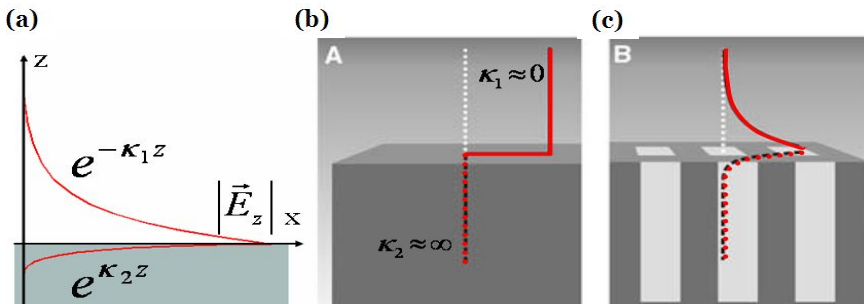


그림 3.4 금속의 경계면에 수직 성분, SPPs의 E_z 필드 분포 그래프

- (a) 광학 영역 (b) THz, Microwave 영역
(c) (b)의 필드 분포가 금속판에 hole에 의해 필드가 안쪽까지 존재함

3.2.2 SPPs의 수식적 유도

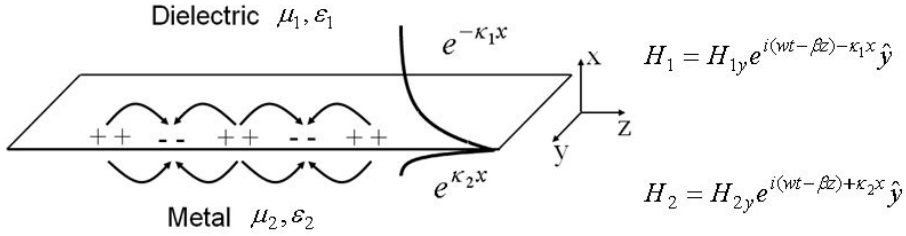


그림 3.5 금속-유전체 간의 SPPs 필드 유도

이 절에서는 앞에서 설명한 SPPs를 수식적으로 유도한다. 하지만, 일반적인 평평한 경계면을 가진 금속과 유전체 사이의 SPPs에 대해 수식적으로 유도하며 앞서 설명한 본 실험에서 실시하는 금속 표면에 구조를 만들어서 유도하는 spoof SPPs에 대한 수식 유도는 하지 않는다.

SPPs는 금속 표면에서 TM 모드로 존재하기 때문에, 그림 3.5에서 E_x, E_z, H_y 의 세 가지 성분을 갖게 된다. 이에 각 물질에 해당하는 자계 필드 성분을 식 (30), (31)과 같이 표현할 수 있다. 경계면의 연속성으로 β 는 z 방향으로의 전파 상수(propagation constant)이며 κ_1, κ_2 는 각 영역의 x 방향으로의 파수(wave number)로써 x 방향으로 지수적으로 감소하는 형태의 소멸파를 나타낸다. (κ 의 실수 값은 양수)

$$H_1 = (0, H_{1y}, 0)e^{i(\omega t - \beta z) - \kappa_1 x}, x > 0 \quad \text{--- (30)}$$

$$H_2 = (0, H_{2y}, 0)e^{i(\omega t - \beta z) + \kappa_2 x}, x < 0 \quad \text{--- (31)}$$

Maxwell 방정식, 파동 방정식, 경계 조건을 이용하여 금속과 유전체 내의 파수 κ_1, κ_2 와 두 경계면에서의 전파 상수 β 를 유도한다. 단 매질은 등방성(isotropic)을 갖는 것으로 가정한다.

1) Ampere 법칙의 좌우변을 정리하면 식 (32)와 같이 되고

$$\begin{aligned} \nabla \times H &= \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = -i\omega\epsilon E \\ \nabla \times H &= \begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_y & 0 \end{pmatrix} = -\frac{\partial}{\partial z} H_y \hat{x} + \frac{\partial}{\partial x} H_y \hat{z} = -i\omega\epsilon_0\epsilon_r (E_x \hat{x} + E_z \hat{z}) \quad \text{--- (32)} \end{aligned}$$

2) 식 (32)의 \hat{z} 성분을 경계면에서의 경계조건, $E_{1z} = E_{2z}$, $H_{1y} = H_{2y}$ 을 이용, 정리하면 식 (33), (34)을 얻을 수 있으며

$$\frac{\partial}{\partial x} H_{1y} = -iw\varepsilon_0\varepsilon_{1r}E_{1z}, \quad E_{1z} = \frac{\kappa_1}{iw\varepsilon_0\varepsilon_{r1}}H_{1y} \quad \text{--- (33)}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_{2y} = -iw\varepsilon_0\varepsilon_{r2}E_{2z}, \quad E_{2z} = -\frac{\kappa_2}{iw\varepsilon_0\varepsilon_{r2}}H_{2y} \quad \text{--- (34)}$$

식 (33) (34)를 통해 κ_1, κ_2 관련 식 (35)을 얻을 수 있다.

$$\frac{\varepsilon_{r1}}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\kappa_2} = 0 \quad \text{--- (35)}$$

3) 파동 방정식(wave equation)으로 부터 유전체와 금속에서의 식 (36), (37)를 얻을 수 있으며

(1) 유전체

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_1 - \mu_1 \varepsilon_1 \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} &= 0 \\ (-\beta^2 + 0 + \kappa_1^2)E_1 - \mu_1 \varepsilon_1 (-w^2)E_1 &= 0 \\ \kappa_1^2 &= \beta^2 - \mu_1 \varepsilon_1 w^2 \end{aligned} \quad \text{--- (36)}$$

(2) 금속

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_2 - \mu_2 \varepsilon_2 \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} &= 0 \\ (-k^2 + 0 + \kappa_2^2)E_2 - \mu_2 \varepsilon_2 (-w^2)E_2 &= 0 \\ \kappa_2^2 &= \beta^2 - \mu_2 \varepsilon_2 w^2 \end{aligned} \quad \text{--- (37)}$$

식 (36), (37)를 식 (35)에 대입하여 정리하면 식 (38)를 얻게 된다.

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2} &= 0, \quad \left(\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1}\right)^2 = \left(-\frac{\varepsilon_2}{\kappa_2}\right)^2, \quad (\kappa_1)^2 = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 (\kappa_2)^2 \\ \beta^2 - \mu_1 \varepsilon_1 w^2 &= \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 (\beta^2 - \mu_2 \varepsilon_2 w^2), \quad \beta^2 \left(1 - \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2}\right) = \mu_1 \varepsilon_1 w^2 - \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \mu_2 \varepsilon_2 w^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta^2 \frac{\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2} &= w^2 (\mu_1 \varepsilon_1 - \mu_2 \varepsilon_2 \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2}) \\
\beta^2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) &= w^2 (\mu_1 \varepsilon_1 \varepsilon_2^2 - \mu_2 \varepsilon_2 \varepsilon_1^2) = w^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 (\mu_1 \varepsilon_2 - \mu_2 \varepsilon_1) \\
\beta^2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_2 + \varepsilon_1) &= w^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1), \quad \mu_1 = \mu_2 = 1 \\
\beta^2 &= w^2 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \quad \text{--- (38)}
\end{aligned}$$

식 (38)을 식 (36), (37)에 대입하여 식 (39), (40)를 유도할 수 있다.

$$\kappa_1^2 = \beta^2 - \mu_1 \varepsilon_1 w^2 = w^2 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} - \varepsilon_1 w^2 = \frac{w^2 \varepsilon_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} = - \frac{w^2 \varepsilon_1^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$$

$$\kappa_1 = w \sqrt{\frac{-\varepsilon_1^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} \quad \text{--- (39)}$$

$$\kappa_2^2 = \beta^2 - \mu_2 \varepsilon_2 w^2 = w^2 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} - \varepsilon_2 w^2 = \frac{w^2 \varepsilon_2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} = - \frac{w^2 \varepsilon_2^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$$

$$\kappa_2 = w \sqrt{\frac{-\varepsilon_2^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} \quad \text{--- (40)}$$

이로써 z방향으로의 전파 상수, β (식 38)와 경계면에 수직 방향(x)인 파수, κ_1, κ_2 (식 39,40)를 모두 유도하였다.

3.3 PPWG를 이용한 SPPs의 유도 및 전파 특성 연구

본 실험에서는 PPWG를 통해 전파된 단일 모드, TEM 테라파를 이용, 앞서 언급한 방법으로 (spoof) 표면 플라즈몬 폴라리톤(Surface Plasmon Polaritons, 이하 SPPs)을 유도, 그 전파 특성을 연구하였다.

3.3.1 실험 장치도

두께 $50\mu m$ 의 stainless 재질의 금속판 위에 레이저 가공을 통하여 표 2와 같은 다양한 규격의 사각형 hole을 가진 샘플들을 그림 3.6(b)와 같이 제작하였다.

그리고, PPWG의 block 우측, 테라파 출력면의 silicon lens를 제거 한 후, PPWG의 block 사이에 그림 3.6(a)와 같이 금속판을 위치 시킨 후, 테라파를 통과시켜 측정하였다.

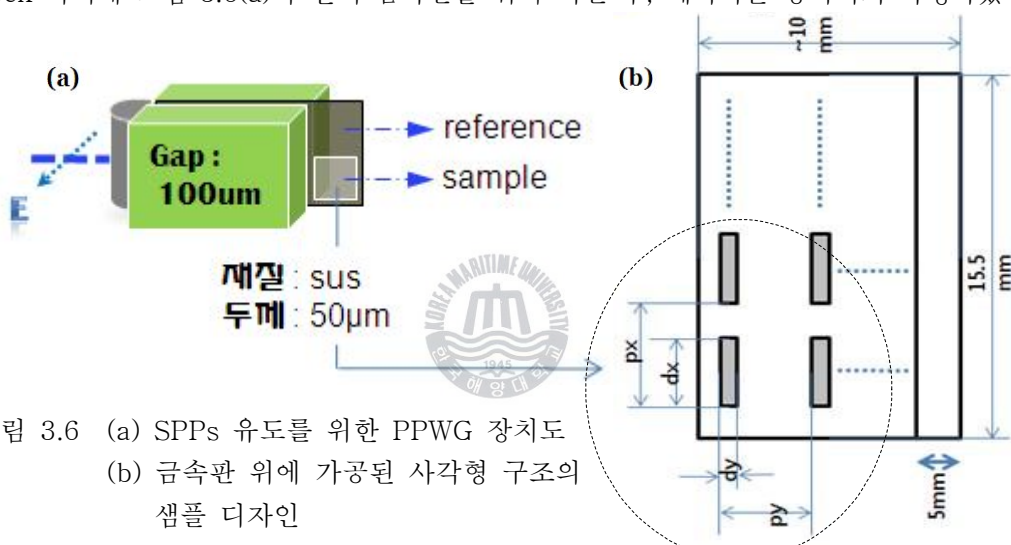


그림 3.6 (a) SPPs 유도를 위한 PPWG 장치도
(b) 금속판 위에 가공된 사각형 구조의 샘플 디자인

아래 총 18종류의 샘플들은 위 샘플의 각 성분 px, dx, py, dy의 길이가 SPPs의 전파에 어떠한 영향을 미치는지를 확인할 수 있도록 설정하였고, 그 길이 또한 측정되는 테라파의 파장($1\text{THz}=300\mu m$)을 고려하여 선택하였다. (No.1, 10 Reference sample)

No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
px	400	330	470	400	400	400	400	400	400
py	400	400	400	330	470	400	400	400	400
dx	250	250	250	250	250	200	300	250	250
dy	80	80	80	80	80	80	80	140	200
No.	10	11	12	13	14	15	16	17	18
px	400	330	470	400	400	400	400	400	400
py	400	400	400	330	470	400	400	400	400
dx	80	80	80	80	80	140	200	80	80
dy	250	250	250	250	250	250	250	200	300

표 2. $50\mu m$ 두께의 금속판에 디자인되는 사각형 hole 사이즈

3.3.2 측정된 SPPs의 전파 특성 분석

위 샘플 실험을 통하여 측정된 신호의 스펙트럼 영역 데이터를 분석하여 p_x , d_x , p_y , d_y 가 테라파의 진행에 미치는 영향을 다음과 같이 정리하였다.

1. p_x 길이에 따른 변화

□ Sample No. - p_x 길이 : No.1- $400\mu m$ / 2- $330\mu m$ / 3- $470\mu m$

- 1) 모든 샘플에서 동일한 특정 주파수의 위아래로 향하는 공진(resonance) 현상이 발생하였다. (이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)
- 2) 테라파의 진행방향에 수직인(위-아래) 면의 hole이 차지하는 비율이 작아질수록 공진 현상이 약해짐을 알 수 있다.(공진 크기 $470\mu m$ 일 때 가장 작다.) 상대적으로 hole이 아닌 금속 표면으로의 전파 비율이 더 커졌기 때문이라고 생각한다.
- 3) 공진 현상이 발생된 peak의 방향이 일관성(위→아래→위...)이 보이는 듯하다. (이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)

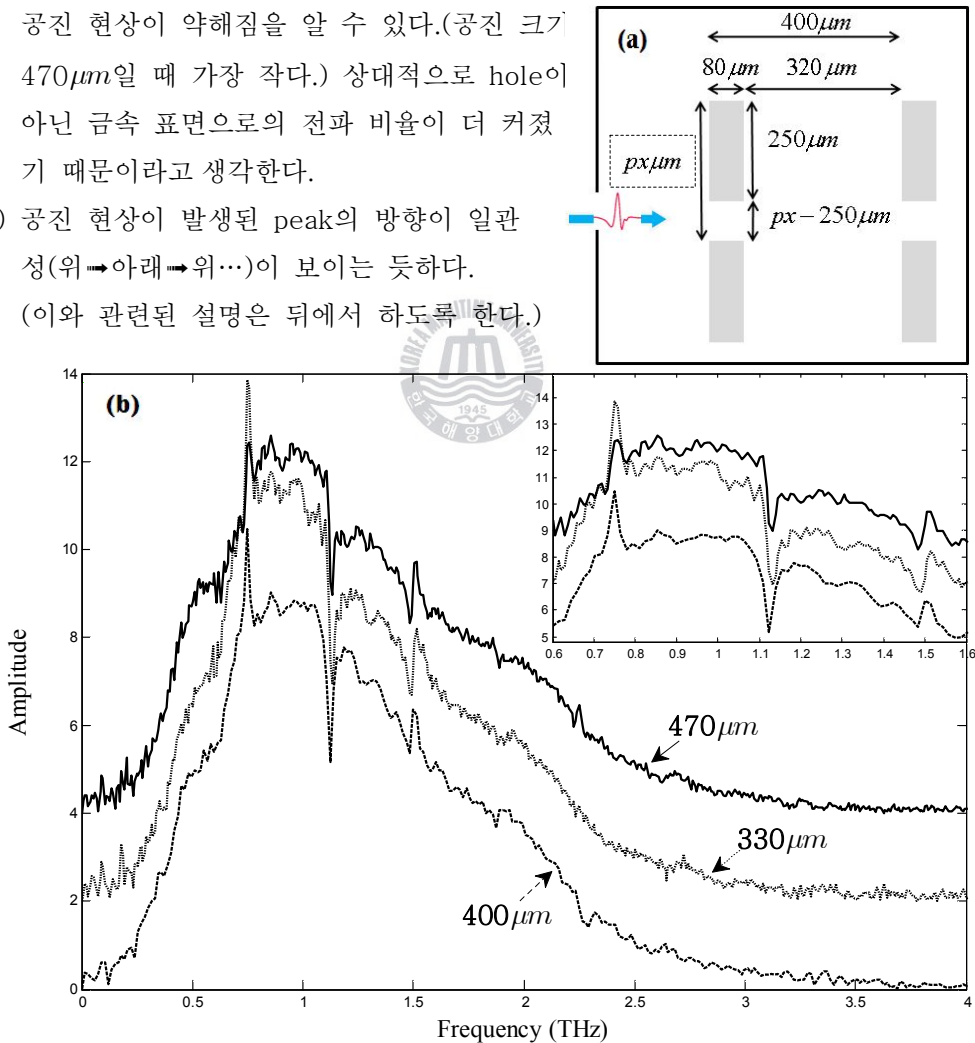


그림 3.7 (a) 샘플 사이즈, p_x 길이를 변화

(b) p_x 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기

2. dx 길이에 따른 변화

□ Sample No. - dx길이 : No. 1-250 μm / 6-200 μm / 7-300 μm

- 1) px와 마찬가지로 모든 샘플의 동일한 특정 주파수에서 위아래로 향하는 공진 (resonance) 현상이 발생하였다. (이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)
- 2) px와 마찬가지로 테라파가 진행하는 진행방향에 수직인(위-아래) 면의 hole이 차지하는 비율이 작아질수록 공진 현상이 약해짐을 알 수 있다.(공진 크기가 200 μm 가장 작다.) 상대적으로 hole이 아닌 금속 표면으로의 전파 비율이 더 커졌기 때문이라고 생각한다.
- 3) px와 다르게 공진 현상이 발생된 peak의 방향이 일관성이 보이지 않는다.(200 μm 인 경우에는 반대방향의 peak도 보인다. 이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)

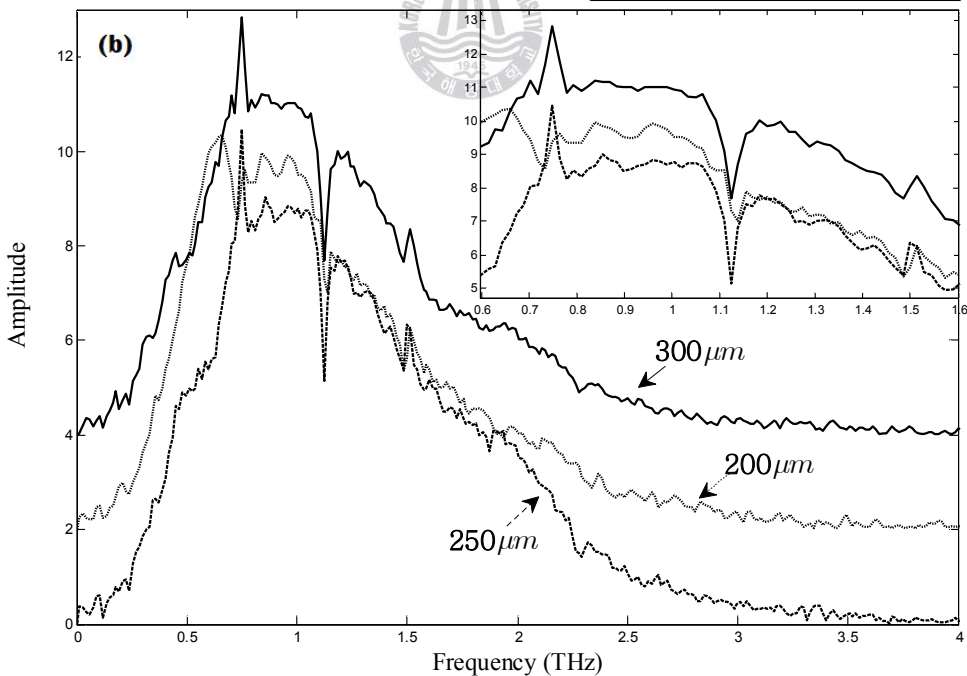
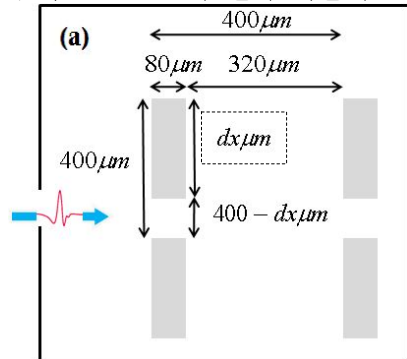


그림 3.8 (a) 샘플 사이즈, dx 길이를 변화

(b) dx 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기

3. py 길이에 따른 변화

□ Sample No. - py길이 : No. 1-400 μm / 4-330 μm / 5-470 μm

- 1) 앞선 px, dx와 다르게 모든 샘플에서 동일하지 않은 주파수에서 위아래로 향하는 공진(resonance) 현상이 발생하였다. 이 측정 데이터를 통해 공진 현상이 발생하는 주파수는 py와 관련이 있는 것으로 추정 할 수 있다.(이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)
- 2) 이 실험 데이터만으로는 정확하게 알 수 없지만 py의 길이가 공진의 peak 크기와 관련이 없는 듯 하다.
- 3) dx와 마찬가지로 공진 현상이 발생된 peak의 방향이 일관성이 보이지 않는다. (330 μm 인 경우에는 방향이 반대이다. 이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)

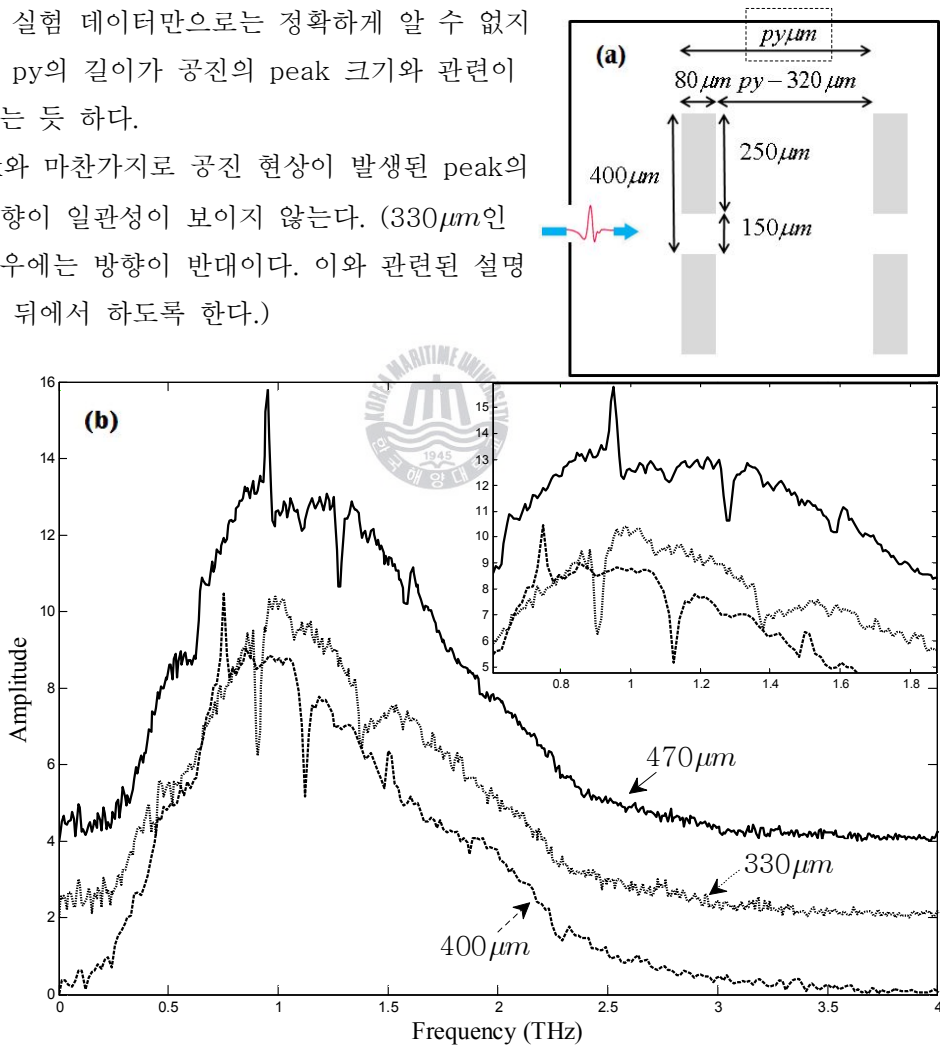


그림 3.9 (a) 샘플 사이즈, py 길이를 변화

(b) py 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기

4. dy 길이에 따른 변화

□ Sample No. - dy길이 : No. 1-80 μm / 8-140 μm / 9-200 μm

- 1) 앞선 px, dx와 동일하게 모든 샘플에서 동일한 주파수에서 위와 아래로 향하는 공진(resonance) 현상이 발생하였다. (이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)
- 2) px, dx 실험 결과와 반대로 테라파가 진행하는(좌-우) 면에 hole이 존재하는 비율이 커질수록 공진 현상이 약해짐을 알 수 있다.(공진 크기가 200 μm 가장 작다.) 테라파의 진행 방향에 대해서는 hole의 비율이 상대적으로 적은 것이 테라파가 금속 위를 진행하면서 계속 공진 현상을 발생하게 만들며, 반대로 hole이 크게 되면 hole을 통해 아래로 진행하게 되어 이러한 효과가 감소되는 듯 하다.
- 3) px와 마찬가지로 공진 현상이 발생된 peak의 방향이 일관성이 보인다. (이와 관련된 설명은 뒤에서 하도록 한다.)

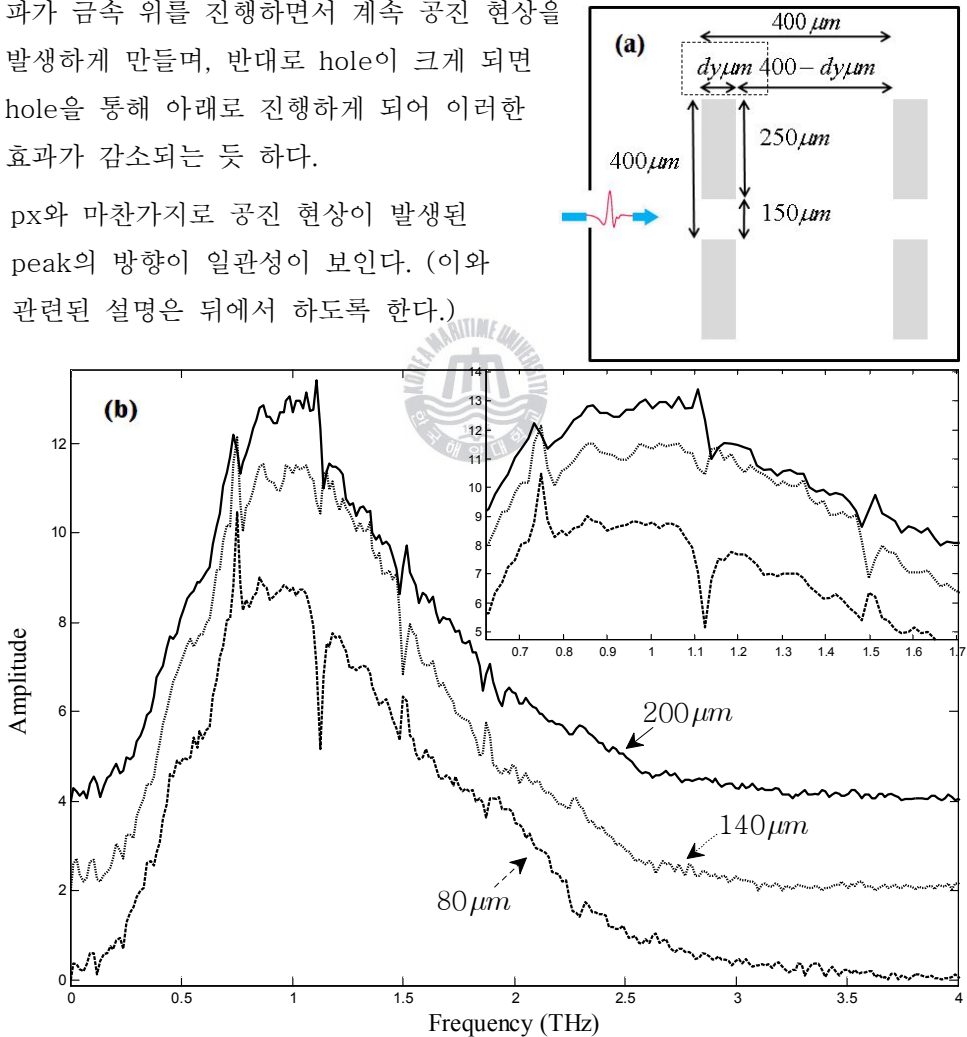


그림 3.10 (a) 샘플 사이즈, dy 길이를 변화

(b) dy 길이 변화에 따른 측정된 SPPs 데이터의 스펙트럼 크기

5. 앞서 실험 데이터를 정리하면, 아래와 같이 나타낼 수 있다.

(a)

	Resonance Magnitude	Resonance Frequency
px	영향 ○	
dx	영향 ○	
py		영향 ○
dy	영향 ○	

(b)

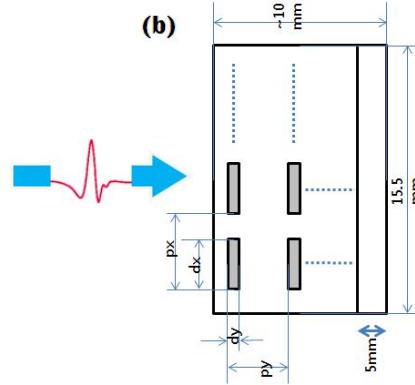


그림 3.11 (a) 샘플 길이 성분 px, dx, py, dy와 공진(resonance)과의 관계

(b) 금속판 위에 가공된 사각형 구조의 샘플 디자인

앞서 실시한 실험에서 테라파가 진행하는 금속판에 사각형의 hole이 존재 하면 샘플의 py 길이에 따른 공진 현상이 발생함을 알았다. 그리고, 그 peak 방향이 일관성이 보이지 않았음을 관찰하였다. 다음 추가 실험을 통하여 공진 현상과 peak 방향에 대해서 분석하였다.

1) 공진(resonance) 현상

아래 그림 3.12는 앞서 실험한 샘플 No. 1-400 μm 의 스펙트럼 영역 데이터이다.

그림에는 위아래로 공진이 발생한 주파수를 각각 나타내었다. 일반적으로 groove형 태의 금속판 위를 SPPs 파가 진행 할 때, 수식 (41)에 해당하는 주파수 성분이 groove에 의해 반사(reflection) 및 분산(scattering)되는 현상이 발생하는데, 이것을 Bragg reflection 혹은 Resonance scattering이라고 말한다.

$$f = \frac{mc}{2L}, \quad (m: 1, 2, 3, \dots, c: \text{빛의 속도}, L: \text{주기 } py) \quad \text{--- (41)}$$

이 실험에서 공진이 발생한 주파수는 Bragg reflection 주파수와 일치하며 일반적으로 reflection이나 scattering이 발생하게 되면 이 주파수 성분의 에너지는 다른 방향으로 진행하게 되어 본 실험에서는 측정되지 않지만 측정이 되었음을 알 수 있으며 이 현상을 해석하기 위해 시간 영역의 데이터를 확인 한 후, 한 가지 가정을 통해 이 현상을 해석할 수 있었다.

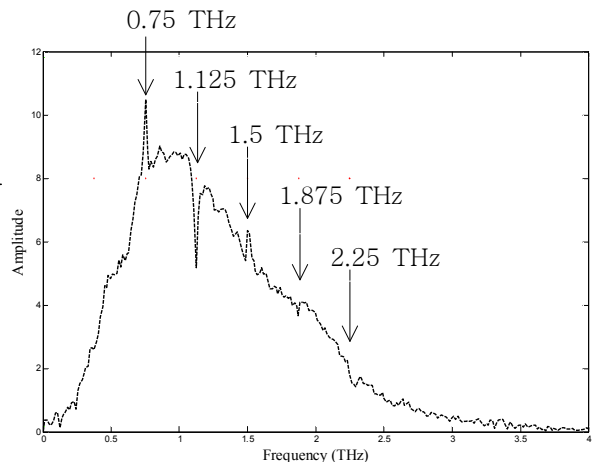


그림 3.12 샘플 No. 1-400 μm 위를 통과한 SPPs 스펙트럼 및 Bragg reflection 주파수

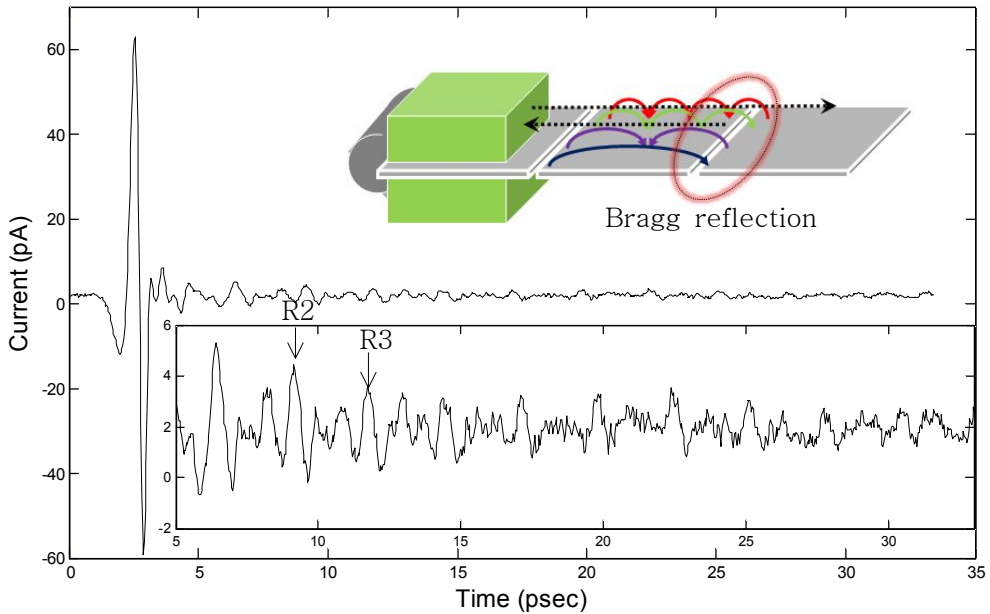


그림 3.13 샘플 No. 1-400 μm 위를 통과한 SPPs의 시간영역 신호와 Bragg reflection

그림 3.13은 앞서 측정한 샘플 No. 1-400 μm 의 시간영역 데이터이다. 아래쪽 삽입된 그래프에 표시된 R2, R3의 펄스 간격은 $R3 - R2$, $11.74 - 9.142 = 2.598\text{psec}$ 가 되어 길이로 환산하면, 약 780 μm 가 된다. 다른 각각의 펄스 간격들 또한 모두 이와 유사하며 평균 hole의 주기 py 의 약 2배에 해당하는 간격이 되었다.(다른 py 길이의 실험 데이터에서도 같은 결과를 확인 하였다.) 따라서, 위쪽에 삽입된 그림과 같이 각각의 hole로부터 Bragg reflection된 펄스들이 다시 앞쪽의 PPWG Al Block에 반사되어 다시 원래의 진행 방향으로 진행하여 측정되지 않았을까? 라는 가정을 하게 되었다. 왜냐하면 인접하는 hole에 의해 reflection된 각각의 펄스들은 서로 py 의 길이에 2배만큼(왕복)의 시간차이가 발생하게 되어 위의 실험 데이터처럼 측정이 될 것이기 때문이다. 그리고, hole의 아래쪽으로도 테라파가 진행하여 위와 같은 현상이 발생하지 않을까? 라는 가정도 하게 되었다.

따라서 위의 가정을 확인하기 위하여 그림 3.14(b)와 같은 slit 구조의 샘플에서 3번째 slit이 없는 샘플을 이용하여 추가 실험을 실시 하였다. ((1), (2) 실험)

(1) PPWG Block에 의한 반사 여부 확인

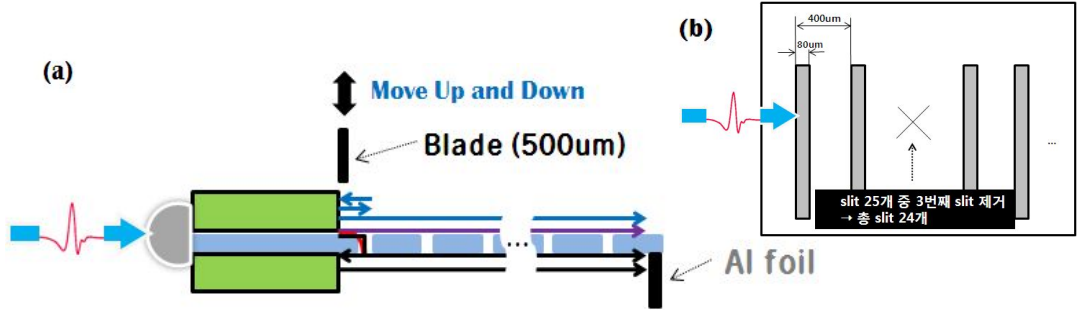


그림 3.14 (a) Block에 의한 반사를 확인하기 위한 PPWG 장치도

(b) 25개 slit 중, 3번째 slit이 제거된 샘플

slit 아래로 진행하는 테라파를 차단하기 위해 샘플 아래 면의 끝을 그림 3.14와 같이 Al foil을 위치시킨다. 그리고, Reference 신호로 block 끝 표면에 아무것도 없을 때와 두께 500 μm 의 시중에 판매되는 cutter blade가 부착되어 있을 때의 신호를 비교하여 Bragg reflection된 펄스의 위치 변화를 확인하여 앞서 가정을 확인 하도록 하였다.

아래 그림 3.15는 위 실험을 측정한 시간 영역 데이터이다. 3번째 slit이 존재하지 않음에 따라 그림에서와 같이 3번째 펄스가 존재하지 않음을 확인 할 수 있으며 그리고, 앞서 가정과 같이 blade가 존재함에 따라 Bragg reflection된 펄스의 총 경로가 blade 두께의 2배(왕복거리) 만큼 줄어들어 시간 영역에서도 그에 해당하는 시간의 앞쪽으로 이동하여 측정되었음을 확인 할 수 있었다. (4번째 화살표의 펄스 계산 : $16.98 - 13.65 = 3.33\text{psec}$, 약 999 μm) 또한, 추가 실험을 통하여 같은 결과를 확인 할 수 있었다. 이로써 앞서의 첫 번째 가정이 사실임을 확인 하였다.

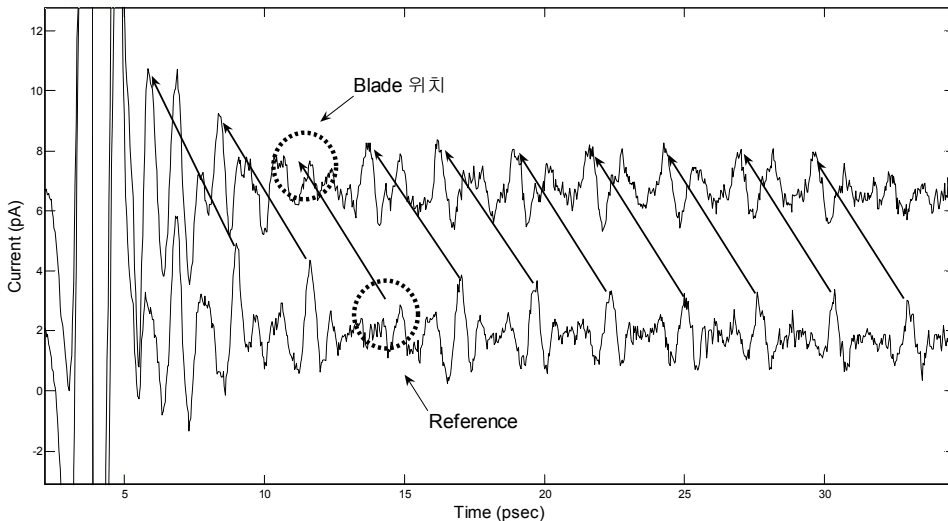


그림 3.15 PPWG의 우측면에 두께 500 μm 의 Blade 유무에 따른 시간영역 데이터

(2) slit 아래로도 진행하여 위쪽에서와 같은 현상이 발생하는지 확인

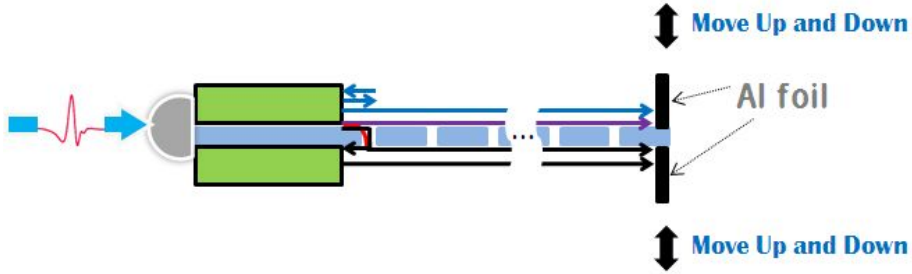


그림 3.16 slit의 아래 부분으로의 테라파 진행 여부를 확인하기 위한 PPWG 장치도

이번 실험에서는 다음 4가지 경우의 실험을 실시하였다.

- (1) slit이 존재하지 않을 때의 Reference 신호
- (2) slit이 존재할 때의 샘플 신호(위+아래 통과)
- (3) 샘플의 아래쪽 끝을 그림과 같이 Al foil로 차단 후, 위쪽으로만 진행하는 신호
- (4) 샘플의 위쪽 끝을 그림과 같이 Al foil로 차단 후, 아래쪽으로만 진행하는 신호

아래 그림은 각 (1)~(4)의 측정된 데이터이며 서로 구분하기 위해서 각각의 신호를 위로 이동하였다. 샘플 위로 통과한 데이터 뿐만 아니라 샘플 아래쪽으로도 위쪽과 유사한 현상으로 테라파가 진행함을 확인 할 수 있으며, 또한 그 신호 크기도 약 30%에 달함을 확인 할 수 있었다.(추가 실험을 한 결과 위아래 통과 에너지 비율은 샘플의 구조에 따라 다를 수 있음을 확인 할 수 있었다.)

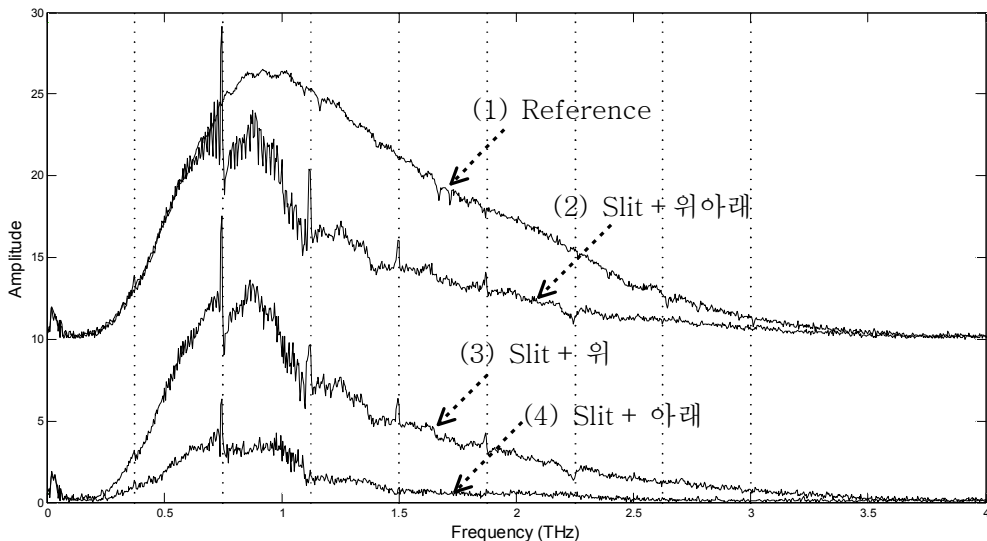


그림 3.17 측정된 신호들의 스펙트럼 비교

- (a) Reference, slit이 없는 부분 (b) slit의 위아래 통과
(c) slit의 위만 통과 (d) slit의 아래만 통과

2) Bragg reflection에 의한 스펙트럼 영역에서의 peak 방향 분석

slit 구조의 샘플을 PPWG와 분리 후, 다시 결합하는 과정을 여러 번 반복하여 신호를 측정하게 되면, 측정시마다 아래 그림 3.18(b)와 같이 다양한 peak 모양이 측정된다. 이 현상은 phase와 관련하여 설명할 수 있다.

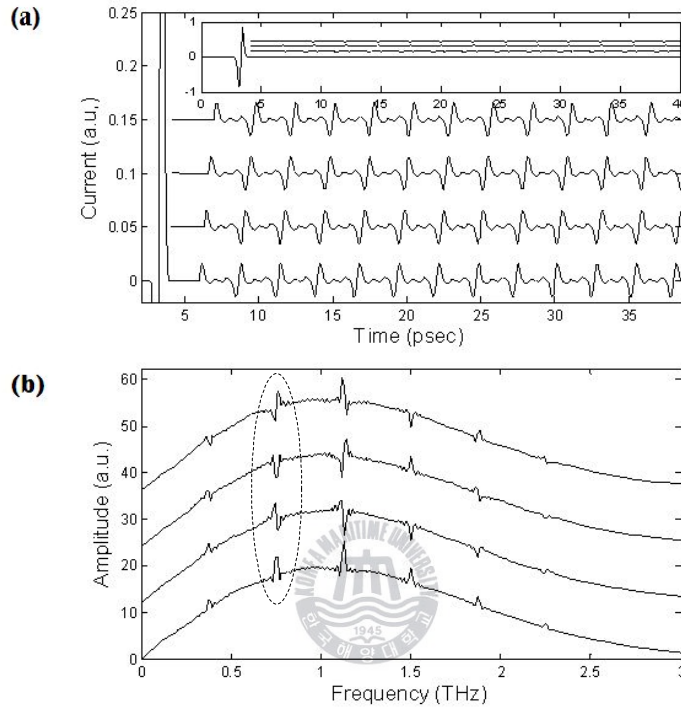


그림 3.18 (a) 수직을 이용하여 두 신호간의 시간(거리) 간격을 조절한 시간영역 신호
(b) 두 신호간의 위상(거리)차에 따른 스펙트럼 영역에서의 다양한 peak 모양

그림 3.18(a)에서 main pulse는 가우시안 함수를, reflection pulses는 각 Bragg reflection에 해당하는 주파수의 사인 함수들을 이용하여 나타낸 그래프이다. 아래부터 main pulse와 첫 번째 reflection pulses의 간격을 표 (3)과 같이 $800\mu m$ 에서 $1,00\mu m$ 까지 변화하여 위치하였다. 이처럼 시간 영역에서 간격의 변화는 두 펄스간의 위상차를 변화시켜 스펙트럼 영역에서 그림 3.18(b)와 같이 peak 모양의 변화가 발생시킨다. 이에 따른 각각의 위상차는 표 (3)에서 나타나 있다.

결국, 실험에서 평행판 끝과 첫 번째 슬릿과의 간격에 따라 그 peak의 모양이 결정될 수 있음을 잘 보여주고 있다.²⁷

위상 \ m	1	2	3	4	5	6
(a) $800\mu m$	0π	0π	0π	0π	0π	0π
(b) $900\mu m$	$\frac{1}{4}\pi$	$\frac{1}{2}\pi$	$\frac{20}{26}\pi$	π	$\frac{20}{16}\pi$	$\frac{20}{13}\pi$
(c) $800\mu m$	$\frac{1}{2}\pi$	π	$\frac{40}{26}\pi$	2π	$\frac{40}{16}\pi$	$\frac{40}{13}\pi$
(d) $1100\mu m$	$\frac{3}{4}\pi$	$\frac{3}{2}\pi$	$\frac{60}{26}\pi$	3π	$\frac{60}{16}\pi$	$\frac{60}{13}\pi$

표 3. main pulse와 reflection pulse간의 거리차에 따른 위상차

(본 논문의 뒷 부분, 4.2.4에서 FDTD 시뮬레이션을 통하여 슬릿에 의하여 전파되는 SPPs의 전파 특성을 분석하였다.)



제 4 장 FDTD를 이용한 THz 전자기파의 전파 특성 해석 (시뮬레이션)

Maxwell은 자계와 전기의 상호관계를 연구하여 전자기(電磁氣)의 행동을 설명할 수 있는 우리가 흔히 말하는, Maxwell 방정식을 정의하였다. 하지만, 이 미분 방정식을 이용한 전자기 필드의 해석은 실제 시스템의 다양한 물질과 복잡한 구조의 연구에서 쉽게 해결할 수가 없다. 따라서, 주어진 구조에서 Maxwell 방정식의 수치적인 결과를 얻기 위한 많은 알고리즘들이 이 문제를 해결하기 위해서 제안되었다. 이에, 수식적인 해결방법과 의미 있는 시뮬레이션들이 제공됨에 따라 많은 기술자와 물리적인 응용(적용)에 있어서 강력한 도구가 되어 가고 있다.

이 장에서는 앞서 실시한 THz 전자기파의 전파 특성 실험을 전자기파의 시뮬레이션 방법 중, 최근 많이 사용되고 있는 Finite-Difference Time-Domain method (이하, FDTD)를 사용하여 직접 Matlab 프로그램을 이용, 작성 및 시뮬레이션 하였으며, 실제 측정 데이터와의 비교 및 분석을 실시하였다. 그에 앞서 4.1절에서 간략히 FDTD에 대해 언급하도록 한다.



4.1 Finite-Difference Time-Domain (FDTD)란?

FDTD는 1966년, K. S. Yee에 의해 제안된, Maxwell 방정식을 해석하기 위한 새로운 접근 방법이다.²⁸ 이 후, 1975년 Taflove와 Browdin의 논문²⁹에서 그 중요성이 증명되면서 1990년대 이후, 많은 과학자들에 의해 초저주파 영역 대에서 부터 광 영역 대까지 전자기파와 물질과의 상호 작용에 의한 전자기 필드 분산 등을 시뮬레이션 하기 위한 강력한 도구로써 사용되고 있다.

1) Maxwell 방정식의 FDTD 수식화

Yee가 제안한 FDTD의 원리는 단순하며, 이해하기에 아주 쉽다. 즉, 시간적 변화를 갖는 미분형 Maxwell 방정식(그림 4.1)을 유한 중심차분 방법으로 시간과 공간을 차분화(discretization) 한 후, 해석 공간의 전·자계를 상호 번갈아 가며 시간적으로 값을 갱신하는 것이다. 그림 4.1은 Yee가 제안한 기본격자(Yee's lattice) 구조를 나타낸다.

전계와 자계의 성분이 상호 반공간 스텝으로 나누어 위치하며 격자의 각 모서리와 표면의 중심에 각각 위치하고 있다. 이렇게 위치한 전계 및 자계성분을 미분형 Maxwell 방정식을 사용하여 먼저, 반스텝($\frac{\Delta t}{2}$) 만큼 진행 후, 전계 값을 구하고 또 반스텝($\frac{\Delta t}{2}$)만큼 진행 후, 자계 값을 구하는 방식을 계속해서 되풀이 한다. 이와 같은 계산 방법을 “Leap-frog algorithm”이라고 한다.

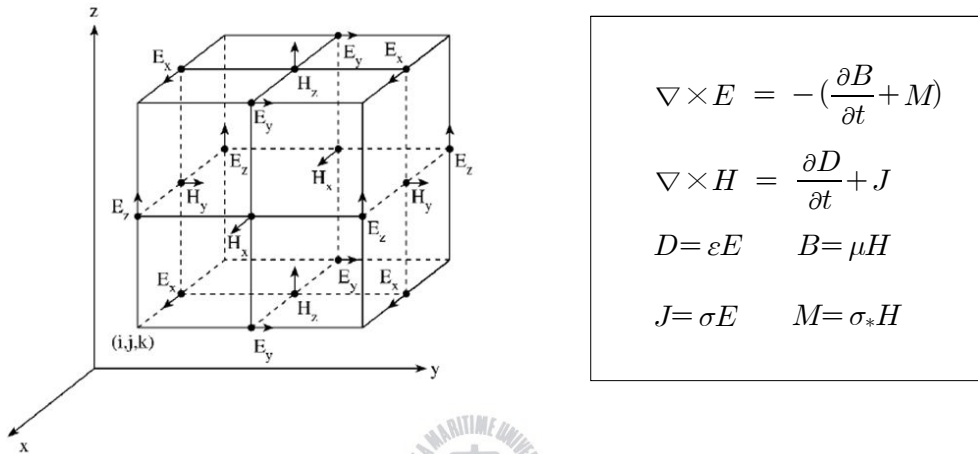


그림 4.1 Yee가 제안한 3차원 기본격자 구조와 Maxwell의 미분 방정식

아래 그림 4.2는 Yee의 제안에 따라 1차원 공간을 FDTD화 한 것이다.

먼저, 해석 공간(k)을 전계와 자계에 대해 이산화 시킨다. 이 때, 아래와 같이 전계와 자계의 이산화 및 벡터 방향을 표시한 그림을 그린 후, 참고하면서 진행하면 보다 쉽게 접근할 수 있다. 다음은 시간(n)의 진행에 따라, 반스텝($\Delta t/2$) 경과 마다 전계와 자계 값을 번갈아 구한다. (Leap-frog algorithm)

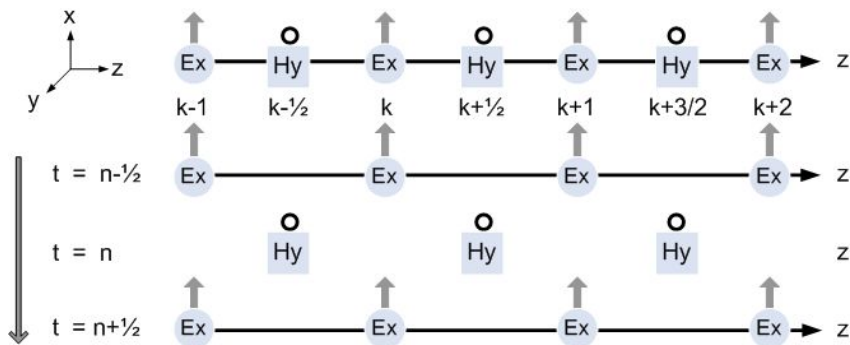


그림 4.2 Leap-frog algorithm, 1차원 공간과 시간의 FDTD화

위 그림을 바탕으로 전자계를 시간 영역으로 이산화 시킨 결과는 식 (42)와 식 (43)에 잘 나타나 있다. 2, 3차원 공간에 대해서도 이와 같은 방법으로 Maxwell 미분 방정식을 FDTD화 하면 된다. 여기서 주의할 점은 해석 공간의 최외곽 전자계 값을 중심차분법을 이용하여 계산하는 것이 불가능 하다는 것이다. 따라서 이와 관련해서는 뒤에서 언급하게 될 흡수 경계 조건을 적용하여야 할 것이다.

(1) 전계(E_x Field)

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \times H \rightarrow \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z}$$

$$\frac{E_x^{n+\frac{1}{2}}(k) - E_x^{n-\frac{1}{2}}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{H_y^n(k+\frac{1}{2}) - H_y^n(k-\frac{1}{2})}{\Delta z}$$

$$E_x^{n+\frac{1}{2}}(k) = E_x^{n-\frac{1}{2}}(k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} [H_y^n(k+\frac{1}{2}) - H_y^n(k-\frac{1}{2})] \quad \text{--- (42)}$$

(2) 자계(H_y Field)

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times E \rightarrow \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z}$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{E_x^{n+\frac{1}{2}}(k+1) - E_x^{n+\frac{1}{2}}(k)}{\Delta z}$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_x^{n+\frac{1}{2}}(k+1) - E_x^{n+\frac{1}{2}}(k)] \quad \text{--- (43)}$$

아래는 식 (42),(43)을 실제 Matlab를 이용하여 작성한 것이다.

예) matlab program :

```
dz=5e-6;
c0=2.99792458e8; % speed of light in free space
dt=dz/(2.0*c0);
mue0=4.0*pi*1.0e-7; % permeability of free space
eps0=1.0/(c0*c0*mue0); % permittivity of free space
ex(k)=ex(k)-dt/(eps0*dz)*(hy(k)-hy(k-1));
hy(k)=hy(k)-dt/(mue0*dz)*(ex(k+1)-ex(k));
```

2) 분산, Numerical Dispersion

FDTD 알고리즘을 통해 정의된 Maxwell 미분 방정식의 수식 (42),(43)은 해석 영역에서 시뮬레이션 분산을 일으키게 된다. 예를 들어, 진공의 FDTD 격자에서의 위상속도는 실제, 진공에서의 빛의 속도와 다르다. 사실, FDTD 시뮬레이션의 위상 속도는 격자 크기, 전파 방향, 파장과 관련된 함수이다. 이렇듯, 분산은 시간 영역의 단일 펄스 파형이 길게 늘어나고, 울러 퍼지고(ringing) 거짓된 굴절과 부정확한 분산 등의 비물리적인 결과를 초래할 수 있다. 위와 같은 분산을 억제하기 위해서는 격자의 크기가 작으면 작을수록 분산이 최소화 되겠지만, 격자 크기가 작으면 해석 영역내의 격자수가 증가하고, 이에 수행되어야 하는 양도 늘어나게 된다. 따라서 격자 사이즈는 일반적으로 식 (44)를 만족하도록 하면 된다.

$$\frac{\lambda_{smallest}}{20} < \Delta x, \Delta y, \Delta z < \frac{\lambda_{smallest}}{10} \quad \text{--- (44)}$$

3) 안정도, Numerical stability

4.1절의 1)에서 1차 공간의 Maxwell의 미분 방정식을 중심 차분법을 이용하여 FDTD 화 하였다. 이 때, 공간을 차분화($\Delta x, \Delta y, \Delta z$)하게 되며 이에 따른 시간 Δt 도 설정하여야 한다. 앞서 공간에 대한 안정된 격자 사이즈는 식 (44)에서 언급하였고 이에 따른 Δt 의 안정도는 Courant-Freidriches-Lewy(CFL) 안정도 기준으로 잘 알려진 다음 식 (45)를 만족하도록 설정하면 된다.

$$\Delta t < c((\Delta x)^{-2} + (\Delta y)^{-2} + (\Delta z)^{-2})^{\frac{1}{2}}, c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad \text{--- (45)}$$

4) source

해석 영역 내에서 전자계 소스(source)는, 일반적으로 사인 정형파 또는 가우시안 펄스를 여기시킨다. 가우시안 펄스는 주파수 스펙트럼 역시 가우시안 형태이며 펄스의 폭을 조절함에 따라 펄스의 스펙트럼 영역을 조절할 수 있다. 따라서, 한번의 FDTD 시뮬레이션으로 시간영역 결과를 구하면, 그 시간 영역 결과를 푸리에 변환을 통하여 광대역의 주파수 영역에서의 결과를 얻을 수 있다. 그리고, 소스(source)의 형태에 따라 soft 소스와 hard 소스로 나눌 수 있는데, 소스의 발생 위치의 전자계 값이 소스의

값과 더해지면 soft 소스, 관계없이 소스의 값이 소스의 위치에 할당되면 hard 소스가 된다. hard 소스는 FDTD에서 금속 벽처럼 보이기 때문에 펄스가 반사 되며 반대로, soft 소스는 전파하는 펄스는 그냥 진행하게 된다.

5) Absorbing Boundary Condition (PML)

FDTD에서 주의해야 할 것 중 하나가 바로, 경계영역이다. 왜냐하면, 전자기파는 해석영역을 진행하다가 가장자리에 도착한 후 바깥으로 계속해서 진행해 나가야 한다. 하지만, 실제 물리적인 공간과는 달리 시뮬레이션 공간은 한정되어 있어서 가장자리에서 반사되어 다시 안쪽으로 진행하게 된다. 만약, 반사되어진 전자파의 에너지가 크다면, 노이즈로 작용하여 시뮬레이션의 결과를 신뢰할 수 없게 될 것이다. 따라서 최외각 경계 영역에는 반사가 일어나지 않고 흡수되는 영역을 설정하여야 한다. 현재, 성능이 뛰어나고 많이 사용되고 있는 흡수 경계 조건으로 J. P. Berenger³⁰의 PML(Perfectly Matched Layer, 이하 PML)로, 반사율이 -80dB 이하로 제어 가능하다. 본 논문에서도 Berenger의 PML을 사용하여 시뮬레이션을 실시하였다.



그림 4.3 해석 영역의 최외각 경계 부분에서의 무반사, 흡수 성질을 가지는 PML

6) FDTD의 장점

(1) Maxwell 방정식을 풀기 위해 사용되는 다재다능한 모델링 기술이며, 앞서 언급하였듯이 직관적이므로 사용자는 쉽게 어떻게 그것을 사용할 것인가를 이해할 수 있으며 주어진 모델로부터 무엇을 얻을 수 있을지도 알 수 있다.

(2) FDTD는 시간 영역의 기술이다. broadband pulse(gaussian pulse)를 source로 사용할 때, 폭넓은 주파수 영역의 시스템 응답을 한 번의 시뮬레이션을 가지고 얻을 수 있다. 공진 주파수(resonant frequencies)가 정확히 어디 있는지 알 지 못할 경우나 broadband 결과를 원할 때 더욱 유용하다.

(3) 모델을 통하여 전자기 필드의 애니메이션 displays를 제공한다. 이를 통하여 올바르게 동작하고 있는지 확인하는데 도움이 되고 어떻게 진행되고 있는지 이해하는데 유용하다.

(4) FDTD는 전자계를 직접 바로 사용한다.

7) FDTD의 단점

(1) FDTD는 전체 해석 영역이 grid화 되어야 하므로 모델에서 가장 작은 구조물과 가장 작은 전자기파장을 해석하기에 충분하게 작게 격자화하여야 하며, 매우 큰 해석 영역은 매우 긴 실행 시간과 메모리가 필요하게 된다.

(2) (1)에서와 마찬가지로 만약, 먼 거리에서의 필드 값을 원한다면, 너무 큰 수행 공간이 요구될 것이기 때문에 신호처리 기법을 사용해야 할 것이다.

(3) 시뮬레이션 공간에 인위적인 경계영역을 넣어야 하며, 이러한 경계에 의한 에러를 최소화해야 한다. 무한한 경계가 없는 해석 영역을 시뮬레이션 하기 위해서는 흡수경계 조건, absorbing boundary conditins(ABCs)을 이용하며, 최근에는 이를 해결하기 위하여 성능이 뛰어난 perfectly matched layer(PML) 불리는 특별한 흡수 물질을 사용한다.

4.2 FDTD 시뮬레이션

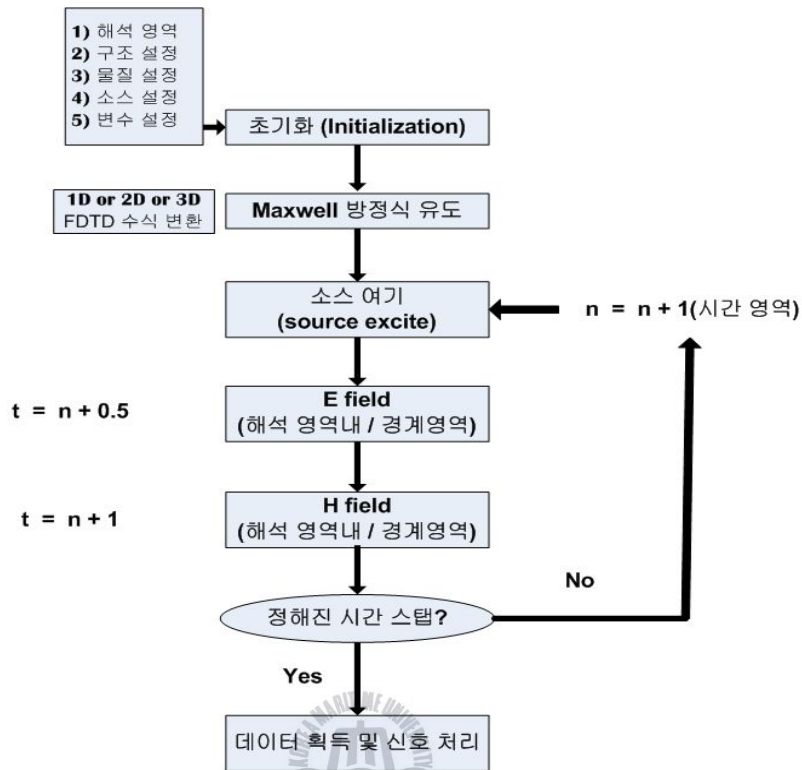


그림 4.4 FDTD의 기본적인 시뮬레이션 실행도

1) Computation Domain

: 실제 현실세계의 무한한 공간을 시뮬레이션 할 수 없으므로, 공간 설정에 있어 그 시뮬레이션 결과 값에 영향을 미치지 않는 유한한 공간을 설정한다.

2) Structure & Material

: 유전율(permittivity), 투자율(Permeability), 전도도(conductivity) 등이 정해져 있는 물질을 해석 영역내에 위치 시킨다.

3) Initialization

: 전자계 필드 및 경계 영역 등의 변수들을 설정 및 초기화한다.

4) Maxwell's differential equations

: Yee의 알고리즘에 따라 해석하고자 하는 Maxwell 미분 방정식을 FDTD화 한다.

5) Absorbing boundary conditions (PML)

: 무한한 공간을 시뮬레이션 할 수 없으므로, 1.에서 설정한 시뮬레이션 공간 밖으로

진행하는 전자파는 반사되어 다시 돌아오지 않도록 최외각 부분에서 반사는 최소화 하여 흡수되어 사라지도록 한다.

6) Source

: 전계 및 자계 값을 사용하여 펄스, CW 등 어떠한 것도 가능하다.

7) E / H field

: leap-frog 알고리즘에 따라 전자계 값을 번갈아 가며 구한다. 이 때, 경계 영역과 내부 영역을 나누어서 진행한다.

8) Data & Analysize

: 정해진 시간 스텝이 경과한 후, 데이터를 취득 및 분석한다.



4.2.1 Source : 가우시안 펄스

$$f(x) = ae^{-\frac{(x-b)^2}{2c^2}}, \quad \begin{array}{l} a: \text{곡선의 peak 크기} \quad b: \text{peak의 중앙 위치} \\ c: \text{'bell'의 넓이, 폭(FWHM)을 제어} \end{array}$$

$$(FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}c = 2.35482c)$$

가우시안 그래프는 ‘+’ 또는 ‘-’ 방향으로 급격히 떨어지는 대칭적인 "bell shape curve"모양으로 푸리에 변환하게 되면 넓은 영역의 스펙트럼을 가지게 된다.

본 실험에서는 가우시안 함수를 사용하여 그림 4.5(b)의 본 실험실에서 측정된 실험 데이터와 유사하게 만든 그림 4.5(a)의 source를 사용할 것이다. 이와 관련된 매트랩 코드는 다음과 같다.

예) matlab program :

```
tau=26;
for n=1:nmax;
    tt=n-(200);
    if n<=p_width;
        source(n)=(2.*tt./tau).*exp(-tt.^2./tau.^2);
    else source(n)=0;
    end
end
```

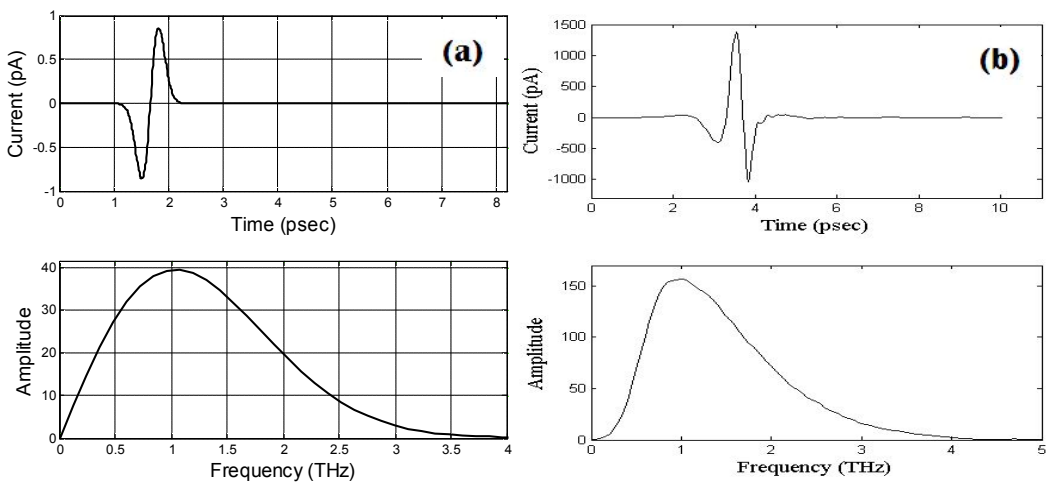


그림 4.5 Source로 사용된 가우시안 펄스 (a) 수식 (b) 비교 실험 데이터

4.2.2 PML : 흡수 경계 영역

시뮬레이션에 사용될 PML이 올바르게 동작하는지의 여부를 확인하기 위하여 다음과 같은 시뮬레이션을 통해 확인하였다.

2차원 공간, 해석 영역($E_x \times E_y$ 평면, 220×220)의 중앙(110, 110)에서 앞서 정의한 source(그림 4.5(a))를 Hz, 자계 벡터 소스로 여기 시켜 사방으로 전자기파가 진행하도록 한다. 그리고, 해석 영역을 둘러싸는 경계 영역으로 부터의 반사를 측정하기 위해, 충분한 해석을 진행한 후, 전계 필드의 해석 영역 (110, 170)에서 데이터를 읽어 들인다.

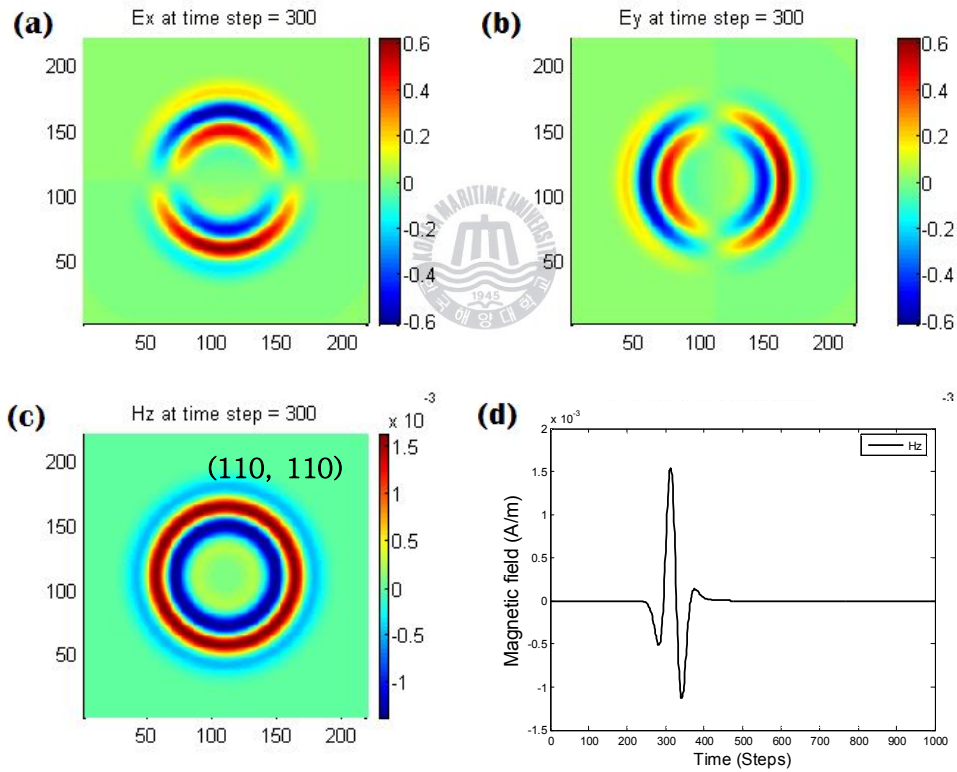


그림 4.6 자계 소스 여기 후, Time steps=300일 때의 전자계 필드 값
(a) E_x (b) E_y (c) H_z (d) Source

아래 그림 4.7은 발생된 source가 충분한 실행을 통해 경계 부분에 도달한 후 다시 반사되어 진행되는 동안의 측정된 전기 값 을 나타낸 것이다. 그림 4.7(c)에 삽입된 그래프의 필드 값이 source를 제외한 부분에서는 10^{-7} 의 스케일을 가짐을 확인할 수 있다.

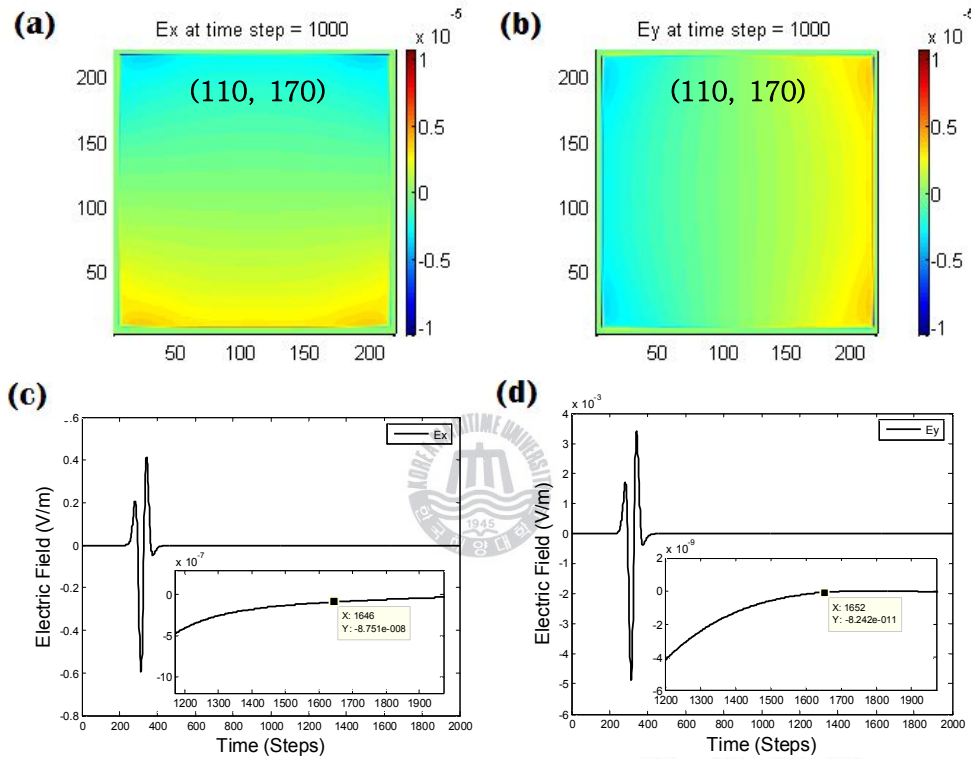


그림 4.7 자계 소스 여기 후, Time steps=1000일 때의 전기 필드 값

(a) E_x (b) E_y

해석 공간(110, 170) 지점의 Time steps = 0 ~ 2000 전기 필드 값

(c) $E_x(110, 170)$ (d) $E_y(110, 170)$

4.2.3 TM_m , 다중 모드 (평행판 간격 $360\mu m$) 시뮬레이션

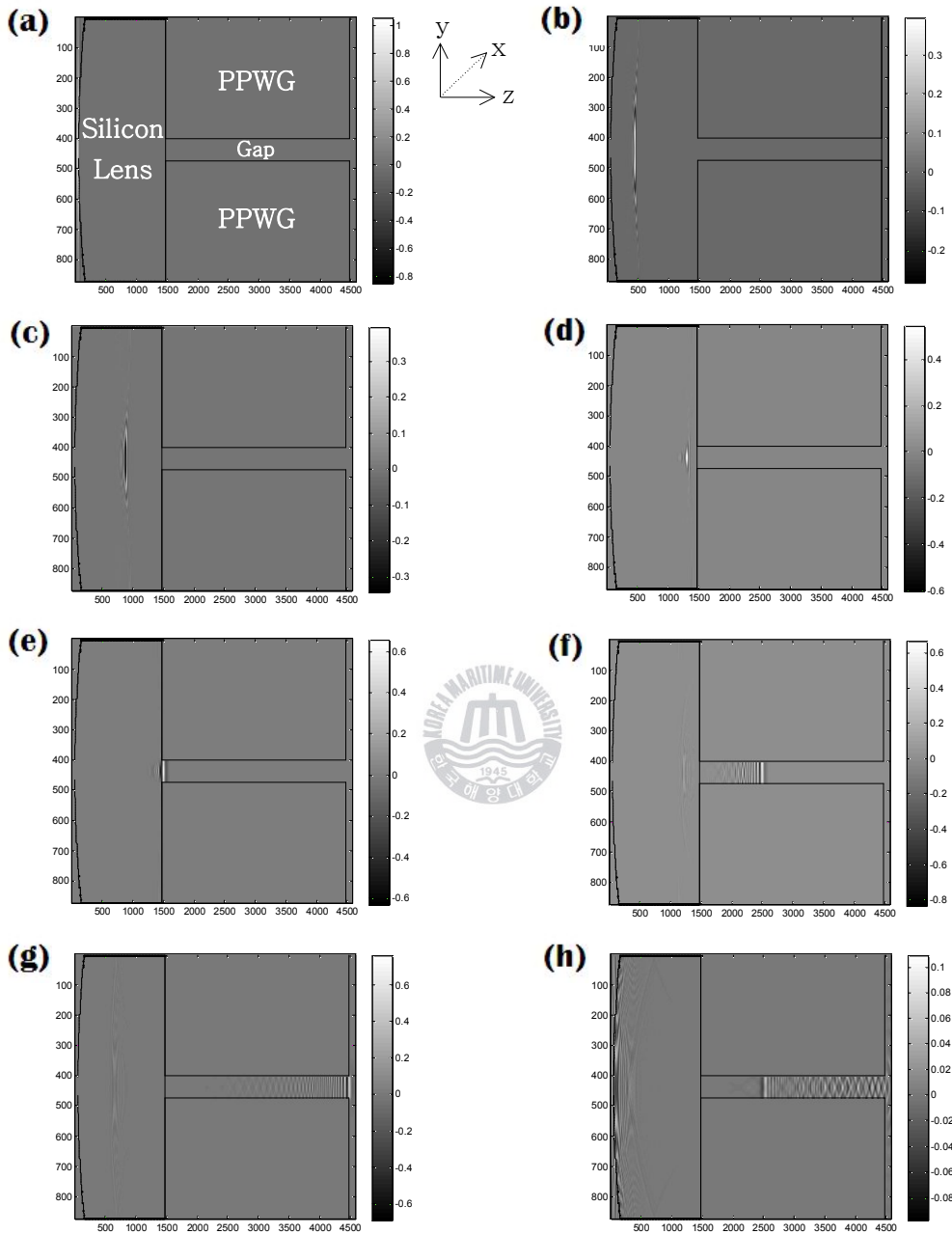


그림 4.8 PPWG내의 전계 E_y 필드 값(입구면에 실리콘 렌즈를 부착)

- (a) Step = 250 (b) Step = 1000 (c) Step = 3000
 (d) Step = 9000 (e) Step = 10000 (f) Step = 13000
 (g) Step = 16000 (h) Step = 20000

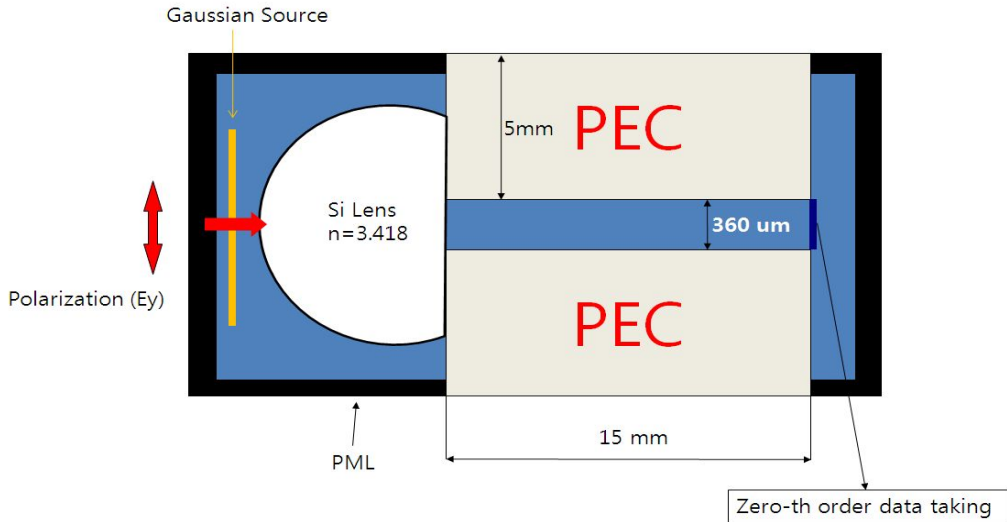


그림 4.9 FDTD 시뮬레이션 전개도

앞서 2.3.1에서 다중 모드, TM_m 전파 특성 실험을 실시하였다. 이 절에서는 앞서 실시한 실험을 FDTD 시뮬레이션을 통해 비교 분석하였다.

시뮬레이션 조건은 그림 4.9와 같이 평행판 사이의 갭이 $360\mu m$, source로는 앞서 언급한 가우시안 형태의 테라파를 사용하였으며 전계 방향은 평행판에 수직(E_y)이다. 실제 실험과 같은 조건인 굴절률 3.418을 가지는 실리콘 렌즈가 Block에 해당하는

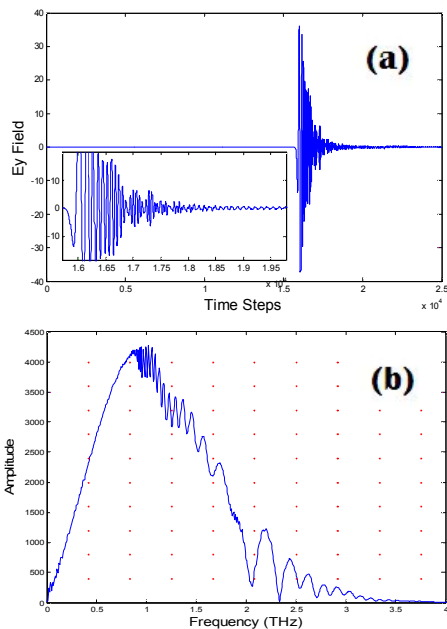


그림 4.10 TM_m 다중 모드 시뮬레이션

(a) 시간 영역 신호 (25000개) (b) 스펙트럼 크기

PEC(Perfect Electric Conductor)의 좌측에 부착되어 있으며, 한 격자당 길이는 $5\mu m$ 이며 실제 시뮬레이션은 2D로 실시하여 Block의 우측 끝 부분에서 데이터를 취득 하였다. 시뮬레이션의 진행에 따른 전계 E_y 필드 값은 그림 4.10과 같다. 입사된 테라파가 실리콘 렌즈에 의해 평행판 갭 사이에 포커싱이 잘 됨을 확인할 수 있으며(그림 4.8(e)) 또한 PPWG의 좌우 끝 부분에서 반사가 됨을 확인할 수 있었다.(그림 4.8(g)) 그림 4.10(a)는 block 우측 끝에서 취득한 E_y 데이터로 시간 영역에서 많은 분산이

일어났음을 알 수 있다. 일반적으로 데이터를 취할 때 PPWG의 우측 끝 부분의 간격에서 밖으로 진행하는 모든 데이터를 합하게 되는데, 이는 실제 실험에 있어서 검출부의 다이폴 안테나의 정중앙에 전계가 포커싱 됨을 의미한다. 이런 이유로 실제 실험에서는 그림 4.10(b)와 같은 스펙트럼 신호를 얻기가 쉽지 않음을 의미한다. 정확히, 시뮬레이션 결과로는 even 모드에 해당하는 TEM , TM_2 , TM_4 모드의 에너지만 존재하는데, 앞서 2장에서 언급하였듯이 odd 모드들 또한 측정되었음을 확인하였다. 따라서, 다이폴 안테나의 정중앙에 포커싱이 되지 않은 상황을 가정하여 PPWG의 끝 부분에서 모든 데이터를 취하지 않고(72개), 비대칭적으로 2/3정도의 데이터를 취득(48개), 합하여 위 시뮬레이션 데이터를 분석하도록 하였다. 더 정확히 두 데이터를 분석하기 위하여 앞서 소개한 spectrochronography 방법을 사용하여 그림 4.11과 같이 나타내었다. 그림 4.11는 데이터의 일부분, 22000data ~ 25000data을 취하여 시간영역과 그 스펙트럼 크기를 나타내었는데, 분명하게 그림 4.11(d)에서 TM_1 모드가 측정됨을 확인 할 수 있었다. 이는 앞서 언급한 odd 모드의 측정에 대한 내용을 잘 설명해 준다.

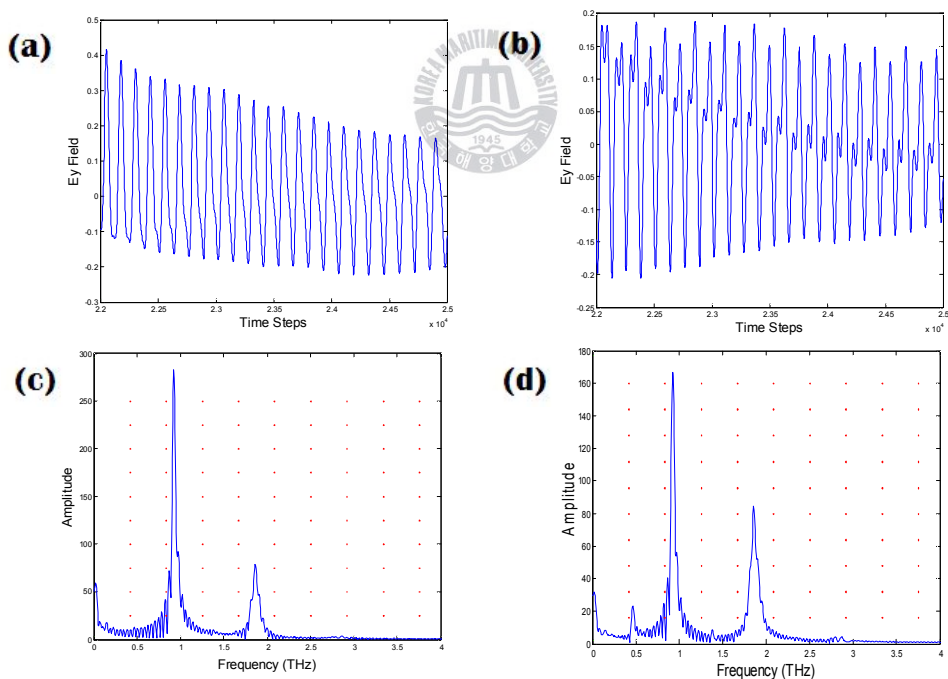


그림 4.11 시간영역 데이터(22000~25000data)

- (a) 전체 데이터 취득 (b) 비대칭 일부 데이터 취득
(c) (a)의 스펙트럼 크기 (d) (b)의 스펙트럼 크기

4.2.4 slit이 존재하는 금속판을 진행하는 테라파 전파 특성 시뮬레이션

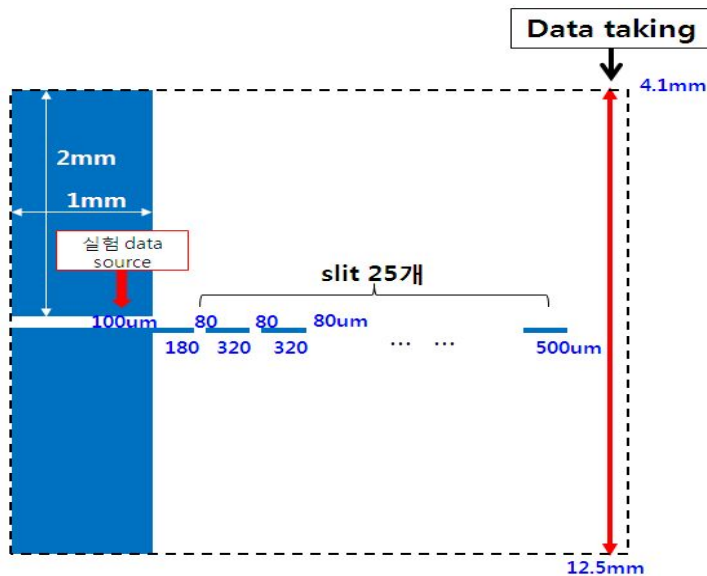


그림 4.12 FDTD 시뮬레이션 전개도

앞서 실시한 슬릿에 의한 (spoof) SPPs 전파 특성 실험을 그림 4.12와 같이 FDTD 시뮬레이션을 실시하였다. 컴퓨터 메모리의 부족으로 실제 실험에서 사용된 silicon 렌즈는 제거 하였고, 또한 금속 평행판의 크기를 가로X세로, 1mm X 4mm로 축소하였다. 따라서, 실제 실험에서 silicon 렌즈와 평행판 사이를 통과하여 측정된 테라파를 source로 하여, 그림과 같이 평행판의 끝부분에 위치, 입사 시켰다. 하지만, 슬릿은 실제 실험에서 사용된 크기와 개수를 사용하였으며 마지막 슬릿의 오른쪽 부분에서 그림과 같이 데이터를 취득하였다. 그림 4.13은 시뮬레이션을 통해 테라파가 진행하는 모습을 전계의 크기를 통해 그려 본 그림이다. 테라파가 전파하면서 각 슬릿에 의하여 다양한 반사가 발생하면서 그림과 같이 원형의 필드가 발생됨을 확인 할 수 있다.

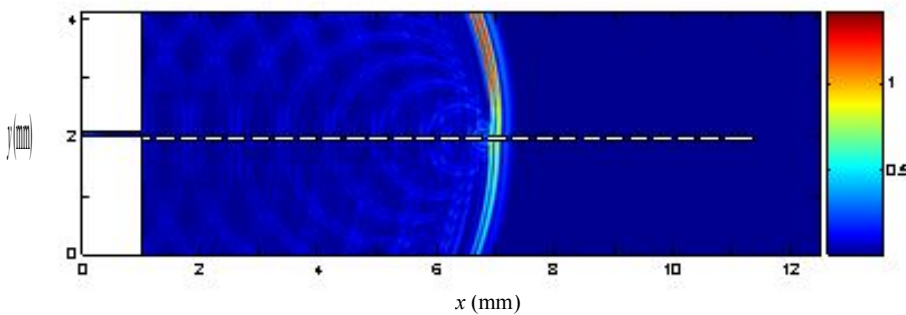


그림 4.13 FDTD 시뮬레이션, (전계의 세기)

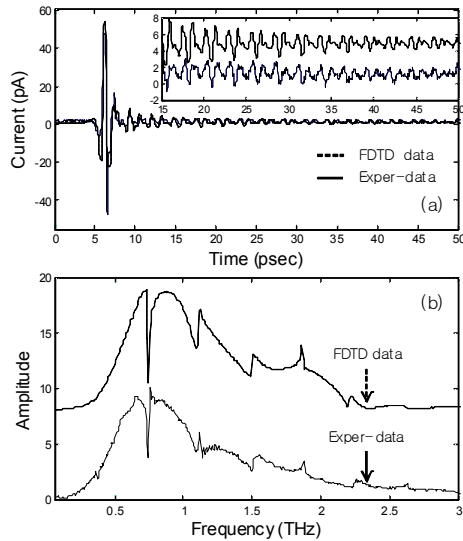


그림 4.14 실험 데이터(실선)와 FDTD 시뮬레이션 데이터(점선) 비교
(a) 시간 영역 (b) 스펙트럼 영역

그림 4.14는 실험 데이터와 앞서 실시한 FDTD 시뮬레이션 데이터를 비교한 그래프이다. 아주 유사함을 확인 할 수 있다. 따라서 이를 통해 실제 슬릿 내에서 테라파가 어떠한 영향을 받는지를 확인하기 위해 앞서와 유사한 FDTD 시뮬레이션을 실시 한 후, 아래 그림 4.15와 같이 슬릿 부분만 확대하여 시간에 따라 나타내었다. 앞서 표현된 전계의 세기와는 달리 실제 측정되는 수직 방향의 E_y , 전계 필드로 나타내었다.

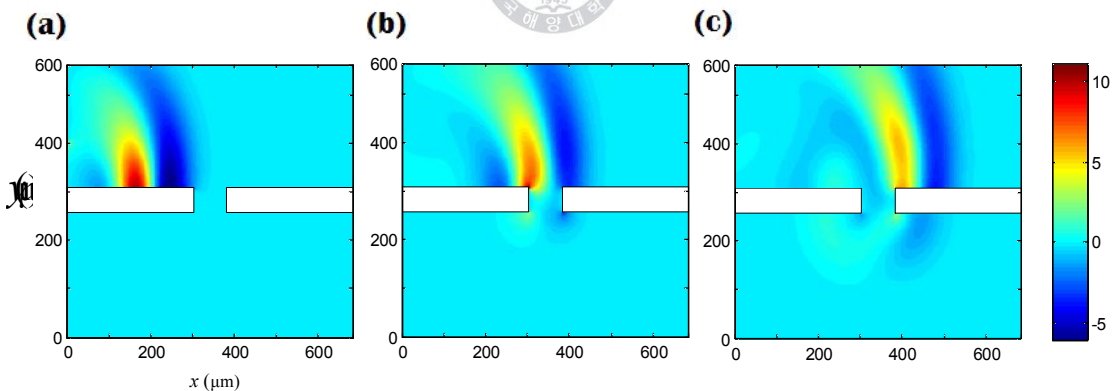


그림 4.15 시간의 흐름에 따라 금속 위를 진행하는 SPPs의 전계(E_y) 분포 (a,b,c)

그림 4.15의 (a)는 테라파가 금속과 결합되어(SPPs) 전파되는 모습을, (b,c)는 슬릿의 모서리 부분에서 강하게 필드가 형성된 후, 다음 금속판의 위아래로 전파되는 모습과 일부 에너지는 슬릿 위쪽의 모서리 부분에서 반사되어 반대 방향으로 전파, 또한 일부 에너지는 금속을 따라 결합되어 있는 슬릿의 아래면으로 진행하여 반대 방향으로 전파됨을 확인 할 수 있다. 이 때, 금속판의 두께인 50um를 따라서 아랫면으로 진행하게

됨으로 (c,d)에서 금속판을 따라서 반사되어 좌측으로 진행하는 전계의 위치가 금속판의 위아래에서 차이가 발생함을 확인 할 수 있다. 그림 (d,e,f)는 테라파가 이웃하는 금속판의 수직면에 의해 다중 반사가 일어남을 보여 주고 있다. 앞서와 달리 금속판 위아래 면에서 전계의 위치가 동일함을 확인 할 수 있다.

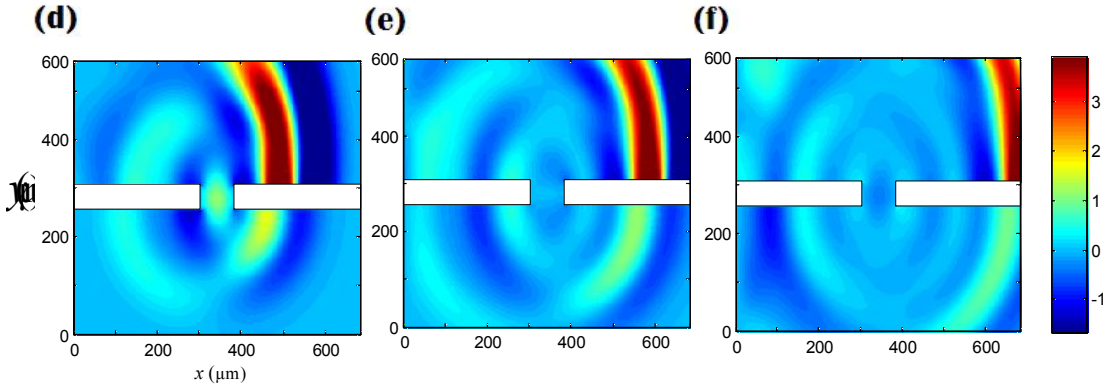


그림 4.15 시간의 흐름에 따라 금속 위를 진행하는 SPPs의 전계(E_y) 분포 (d,e,f)

실제, 측정된 데이터는 여기서 살펴본 슬릿 하나에 의해 영향을 받은 테라파가 아니라, 주기적으로 존재하는 이웃하는 25개의 슬릿에 의하여 반사된 펄스가 또 이웃하는 슬릿에 의하여 또 반사되는 아주 복잡하게 전파되고 형성된 테라파를 측정한 데이터이다. 따라서, 직접적으로 실험 데이터를 분석하기가 쉽지 않으므로 여기서 실시된 FDTD 시뮬레이션을 통하여 각각의 슬릿에서 일어나는 현상들을 간접적으로나마 확인 할 수 있었다. 또한 그 결과도 실험 데이터와 잘 일치하였다.

제 5 장 결 론

공기 중으로 전파되는 테라파를 고저항의 실리콘 렌즈를 이용하여 금속 평행판 사이의 간격이 각각 $103\mu\text{m}$, $360\mu\text{m}$ 인 PPWG 사이에 효율적으로 집속, 입사 하였다. 평행판 간격이 $103\mu\text{m}$ 이며 입사파의 전계 방향이 평행판에 수직 일 때는 저손실, 분산이 없는 TEM, 단일 모드의 전파가 가능하였고 반면, 전계가 평행판에 평행 일 때는 저손실의 TE_1 , 단일 모드의 전파가 가능하지만, 차단 주파수의 존재와 높은 군속도에 의해 분산이 일어남을 확인 하였다. 그리고, 평행판 간격을 $360\mu\text{m}$ 로 크게 하여 앞서와 같은 실험을 실시하여 입사파의 전계 방향에 따른 TM_m , TE_m 다중 모드 실험을 실시하였고 이를 시간영역의 신호 분석 기법인 spectrochronography method를 이용하여 측정된 다중 모드 내에 존재하는 모드를 확인 할 수 있었다. 그리고 앞서 정의한 관련 이론을 통해 $E_{out}(w)$, 측정된 스펙트럼 신호에 대한 수식을 정의한 후, fitting을 실시하여 다중 모드 내에 존재하는 모드들의 각각의 에너지 비율을 구할 수 있었다. 또한, FDTD method를 통해 앞서 실시한 다중 모드 TM_m 전파 실험을 시뮬레이션 하였으며 이를 통해 실험 데이터를 통해 odd 모드의 측정에 관한 의문점을 가졌던 사실에 대해서 확인 할 수 있었다. 지금까지 실시한 PPWG의 관련 이론 및 실험 정보들을 통해 앞으로 PPWG를 이용한 실험들에 있어서 소중한 기초 지식이 될 것이라고 생각한다.

그리고, 앞서 실험한 PPWG에 의해 전파된 TE_1 모드의 High Pass Filter 특성을 이용하여 간격 $300\mu\text{m}$ 의 TM_m 다중 모드 신호의 저주파를 제거하는 Filtering 실험을 실시하였으며, 그 결과 또한 평행판 간격에 따른 차단 주파수에서 정확하게 동작함을 확인 하였다.

앞서 실시한 분산이 없는 저손실의 단일 TEM 모드의 테라파와 사각형 hole 또는 slit 형태의 샘플이 가공된 금속판을 이용하여 (spoof) SPPs의 유도, 그 전파 특성 실험을 실시하였다. 금속판에 가공된 슬릿에 의한 반사에 따라 시간 영역에서 작은 펄스들이 발생하였으며, 이로 인해 스펙트럼 영역에서는 진행방향의 샘플 주기인, py 에 따라 Bragg reflection에 해당하는 주파수에서 공진 현상이 발생하였다. 또한 샘플의 hole을 통하여 금속판의 위아래를 자유롭게 진행함을 알 수 있었다. 그리고, FDTD 시뮬레이션을 통하여 금속과 결합

되어 진행되는 테라파가 슬릿에 의하여 어떻게 전파되는지를 확인하였다. 앞으로 SPPs 형태의 테라파를 이용한 집적회로, 센서 등의 응용 시에 유용한 기초 정보가 될 것이라고 생각한다.

일반적으로 시뮬레이션을 하는 목적에는 우리가 실험한 데이터들을 확인하기 위한 이유도 있지만, 더 나아가 우리가 실험하기에 앞서 그 결과를 시뮬레이션을 통해 예측하고, 그 시뮬레이션 결과의 피드백을 통하여 더 나은 실험 계획 수립을 할 수 있다면 아주 효율적인 연구가 될 수 있지 않을까! 란 생각을 가진다. 물론, 이러한 과정들을 진행하기 위해서는 시뮬레이션의 데이터를 신뢰할 수 있도록 그 관련 지식 습득에 있어서 끊임없는 노력이 뒷받침되어야 함은 당연할 것이다.



참 고 문 헌

- [1] R. W. McGowan, G. Gallot, and D. Grischkowsky, 「Propagation of ultrawideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter-diameter circular waveguides」, Opt. Lett. 24, 1431(1999).
- [2] G. Gallot, S. P. Jamison, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky, 「Terahertz waveguides」, J. Opt. Soc. Am. B 17, 851(2000)
- [3] S. P. Jamison, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky, 「Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fibers」, Appl. Phys. Lett. 76, 1987(2000)
- [4] R. Mendis and D. Grischkowsky, 「Plastic ribbon THz waveguides」, J. Appl. Phys. 88, 4449(2000)
- [5] D. Grischkowsky, 「Optoelectronic Characterization of Transmission Lines and Waveguides by Terahertz Time-Domain Spectroscopy」, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 6, 1122(2000).
- [6] Tae-In Jeon and D. Grischkowsky, 「Direct optoelectronic generation and detection of subps electrical pulses on sub-mm coaxial transmission lines」, Appl. Phys. Lett, 85, 6092(2004)
- [7] R. Mendis and D. Grischkowsky, 「Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses」, Opt. Lett. 26, 846(2001)
- [8] R. Mendis and D. Grischkowsky, 「THz Interconnect With Low-Loss and Low-Group Velocity Dispersion」, IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett. 11, 444(2001)
- [9] N. Laman, S. Sree Harsha, D. Grischkowsky, and Joseph S. Melinger, 「7 GHz resolution waveguide THz spectroscopy of explosives related solids showing new features」, Opt. Express, 16, 4105(2008)
- [10] Joseph S. Melinger, N. Laman, S. Sree Harsha and D. Grischkowsky, 「Line narrowing of terahertz vibrational modes for organic thin polycrystalline films within a parallel plate waveguide」, Appl. Phys. Lett, 89, 251110(2006)
- [11] N. Laman, S. Sree Harsha, D. Grischkowsky, and Joseph S. Melinger, 「High-Resolution Waveguide THz Spectroscopy of Biological Molecules」,

Biophys. J. 94, 1010(2008)

[12] A. Bingham and D. Grischkowsky, 「Terahertz 2-D Photonic Crystal Waveguides」, IEEE Micro. wirel. compon. Lett, 18, 428(2008)

[13] A. L. Bingham and D. Grischkowsky, 「High Q, one-dimensional terahertz photonic waveguides」, Appl. Phys. Lett, 90, 091105(2007)

[14] Tae-In Jeon and D. Grischkowsky, 「THz Zenneck surface wave (THz surface plasmon) propagation on a metal sheet」, Appl. Phys. Lett, 88, 061113(2006)

[15] D. Grischkowsky, Soeren Keiding, Martin van Exter and Ch. Fattinger, 「Far-Infrared Time-Domain Spectroscopy with Terahertz Beams of Dielectrics and Semiconductors」, JOSA-B, 7, 2006(1990)

[16] M. M. Nazarov, L. S. Mukina, A. V. Hjuvaev, D. A. Sapozhnikov, A. P. Shkurinov, and V. A. Trofimov, 「Excitation and propagation of surface electromagnetic waves studied by terahertz spectrochronography」, Laser Phys. Lett. 2, 10, 471(2005).

[17] N. Marcuvitz, *Waveguide Handbook* (Peregrinus, London, 1993)

[18] Eui Su LEE, Jin Seok JANG, Sang Hoon KIM, Young Bin JI and Tae-In Jeon, 「Propagation of Single-Mode and Multi-Mode Terahertz Radiation Through a Parallel-Plate Waveguide」, J. Korean Phys. Soc, 53, 1891(2008)

[19] Heinz Raether, *Surface Plasmons*, (Springer-Verlag, Berlin, 1988)

[20] H. J. Lezec, 「Beaming light from a subwavelength aperture」, Nature 297, 820(2002)

[21] Timothy D. Drysdale, 「Transmittance of a tunable filter at terahertz frequencies」, Appl. Phys. Lett. 85, 5173(2004)

[22] T. W. Ebbesen, 「Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays」, Nature 391, 667(1998)

- [23] Ye-Yung Teng, 「Plasma radiation from metal grating surfaces」, Phys. Rev. Lett. 17, 511(1967)
- [24] J. B. Pendry, 「Mimicking surface plasmons with structured surfaces」, Science 305, 847(2004)
- [25] Alstair P. Hibbins, 「Experimental verification of designer surface plasmons」, Science 308, 670(2005)
- [26] L. Shen, X. Chen, T-J. Yang, 「Terahertz surface plasmon polaritons on periodically corrugated metal surfaces」, Opt. Express, 16, 3326(2008)
- [27] Hua Cao, Amit Agrawal and Ajay Nahata, 「Controlling the transmission resonance lineshape of a single subwavelength aperture」, Opt. Express, 13, 767(2005)
- [28] K. S. Yee, 「Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media」, IEEE Trans. Antennas Propagat, AP-14, 302(1966.)
- [29] A. Taflov and M. E. Brodwin, 「Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations」, IEEE Trans. Microwave Theory Tech, MTT-23, 623(1975)
- [30] J.-P. Berenger, 「A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves」, J. Comput. Phys, 114, 185(1994)